iPN

université paris — sud
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
B.P. N° 1 ~ 91406 - ORSAY ~ TEL. 941.51.10
laboratoire associé à l'IN2P3

THESE

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

M. GALES Sydney

Sujet : Étude des résonances isobariques analogues dans les noyaux de la couche f-p au moyen des réactions (^{3}He,d) et (^{3}He,d$\widetilde{p}$). Composantes de coeur excité dans la fonction d'onde des états parents.

Soutenue le 11 Juin 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre : 1667

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. GALES Sydney

Sujet : ÉTUDE DES RÉSONANCES ISOBARIQUES ANALOGUES DANS LES NOYAUX DE LA COUCHE f-p AU MOYEN DES RÉACTIONS (^{3}He,d) ET (^{3}He,dp̃). COMPOSANTES DE COEUR EXCITÉ DANS LA FONCTION D'ONDE DES ÉTATS PARENTS.

Soutenue le 11 juin 1976 **devant la Commission d'examen**

MM. M. RIOU — Président.

M. K. HEYDE
M. C. MARTY
M. J P. SCHAPIRA
M. M. SERGOLLE
M. L. VALENTIN
— Examinateurs.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548114_0001

TITRE

ETUDE DES RESONANCES ISOBARIQUES ANALOGUES DANS LES NOYAUX DE LA COUCHE f-p AU MOYEN DES REACTIONS (^3He,d) ET (^3He,dp). COMPOSANTES DE COEUR EXCITE DANS LA FONCTION D'ONDE DES ETATS PARENTS.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué sous la responsabilité scientifique de M. J.P. Schapira. La part qu'il y a prise, les nombreux conseils et explications qu'il m'a donnés ont été des éléments importants dans l'aboutissement de cette étude. Je veux lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

L'ensemble des résultats expérimentaux est le fruit d'un travail d'équipe et c'est avec plaisir que je remercie Mme S. FORTIER et MM. H. LAURENT et J.M. MAISON pour l'aide amicale et constante qu'ils m'ont apportée tout au long de la réalisation de ce programme expérimental.

Je voudrais associer également à ces remerciements M. J. VERNOTTE avec lequel j'ai effectué mes premières expériences sur les Résonances Isobariques Analogues, MM. J.L. FOSTER et L. LESSARD pour la fructueuse collaboration que nous avons eu lors de mon séjour à l'Université de Montréal. Nos résultats sur les états analogues dans les noyaux de la couche N=82 et N=82+2 et les nombreuses discussions suscitées par l'analyse sont en relation étroite avec le développement de la méthode exposée dans ce travail.

La préparation des expériences et l'acquisition des données expérimentales a été grandement facilitée par l'assistance de nombreux collaborateurs que je veux remercier. Je pense en particulier à MM. J.C. ARTIGES, P. COHEN, R. MARGARIA, A. RICHARD et R. SELLEM du Service d'Electronique Physique, à MM. D. SZNAJDERMAN, J. HUSSONOIS et J. HERVIEU pour la préparation des cibles et aux équipes de conduite et de maintenance de l'accélérateur TANDEM d'Orsay.

L'analyse des données expérimentales a nécessité l'écriture ou l'adaptation de nombreux programmes d'ordinateur. Je veux exprimer ma gratitude à Melle F. SAMARAN et M. T. COMMAULT du Bureau de Calcul pour l'aide amicale qu'elles m'ont apportée et l'efficacité dont elles ont fait preuve dans la résolution de ces problèmes.

La réduction des spectres bidimensionnels a été effectuée auprès de l'IBM 360-75 de l'Institut de Physique Nucléaire et c'est avec plaisir que je remercie l'ensemble du service ARIEL pour leur assistance et coopération.

Enfin que Melle M. DORMEAUX, qui a dessiné les très nombreuses figures de ce travail, et le service d'impression du laboratoire qui a réalisé la présentation de cet ouvrage, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

Pages

I - INTRODUCTION. 1

I.1. Formalisme de l'Isospin et Résonances Isobariques Analogues. 1

I.2. Etat pur à une particule. 3

I.3. Couplage faible aux états excités du coeur. 4

I.4. Méthodes d'étude des propriétés des Résonances Isobariques Analogues. 6

I.5. Liste des travaux publiés. 8

II - POPULATION ET DESEXCITATION DES RESONANCES ISOBARIQUES ANALOGUES. 9

II.1. Population des états analogues au moyen de la réaction (^{3}He,d). 9

II.2. Analyse DWBA d'états non liés, facteur spectroscopique et largeur à une particule. 11

II.3. Corrélations angulaires particule-particule. Cas général. 16

II.4. Méthode II de Litherland et Ferguson (L et F) et paramètres de population de l'état final. 19

II.5. Caractéristiques de la réaction (^{3}He,dp̃) dans la géométrie II de L et F 23

II.5.1. Dispositif expérimental. 23

II.5.2. Qualités et limitations de la méthode. 26

III - DISCUSSION ET INTERPRETATION. 29

III.1. Résonances Isobariques analogues $2p_{\frac{3}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}}$. 29

III.2. Identification des R.I.A $f_{\frac{5}{2}}$, $g_{\frac{9}{2}}$ et $d_{\frac{5}{2}}$. Composante de coeur excité^2 dans les ^{2}fonctions d'onde des niveaux parents. 31

IV - CONCLUSION. 35

V - PUBLICATIONS. 39

APPENDICES. 131

A. Détection autour de 0°, alignement du niveau final et expression en DWBA des éléments diagonaux de la matrice densité dans le cas de la réaction (^{3}He,d). 131

B. Largeur d'étalement des R.I.A et densité de niveaux dans le noyau final. 135

I. INTRODUCTION

L'un des principaux domaines de recherche en physique nucléaire concerne la spectroscopie nucléaire, c'est-à-dire la détermination des différentes grandeurs (énergie, spin et parité, largeur etc...) qui caractérisent les niveaux nucléaires. Depuis la découverte par Fox et al.[1] en 1964 des Résonances Isobariques Analogues (R.I.A) dans les réactions $^{89}Y(p,p)$, $^{89}Y(p,n)$, $^{88}Sr(p,p)$ et $^{88}Sr(p,n)$, ces niveaux ont fait l'objet de recherches intensives dans diverses régions de la table [2-4]. Leurs fonctions d'ondes étant reliées de façon simple à celles de niveaux de basse énergie (état parent) dans le noyau voisin de même masse, la mise en évidence des R.I.A apportait à la spectroscopie nucléaire un moyen privilégié d'étude des composantes des fonctions d'onde du système simple (coeur ± nucléon célibataire). De plus la décroissance des R.I.A nous renseigne sur le couplage neutronique dans l'état parent aux différents états excités du coeur, et peuple sélectivement dans le noyau final des configurations particulières (niveaux particule-trou ou trou-trou) qui ne peuvent être atteintes simplement au moyen des réactions classiques de transfert.

I.1. Formalisme de l'Isospin et Résonances Isobariques Analogues.

Les grandes lignes dégagées dans le paragraphe précédent reposent sur la validité du concept d'isospin pour des noyaux dans lesquels l'effet de la charge des protons (c'est-à-dire l'interaction coulombienne) ne peut plus être considéré comme petit devant les autres composantes de l'hamiltonien total du système. Le formalisme de l'isospin [5] a pour origine le fait que le noyau est composé de deux particules le neutron et le proton ayant des propriétés très voisines. La seule différence importante provenant de leur état de charge, on peut les considérer comme deux états d'une même particule le nucléon $|N\rangle$. Cette propriété nécessite l'introduction d'un nouveau nombre quantique t. Par analogie avec les opérateurs de spin de Pauli, on définit les trois composantes $\hat{t}_1$, $\hat{t}_2$, $\hat{t}_3$ d'un opérateur vectoriel $\hat{t}$, tel que

$$\hat{t}^2|N\rangle = t(t+1)|N\rangle \qquad (1.1)$$

$$\hat{t}_3|N\rangle = t_3|N\rangle = \pm 1/2|N\rangle \qquad (1.2)$$

où $t = 1/2$ est l'isospin du nucléon.

On peut définir les opérateurs de charge par :

$$\hat{t}^{\pm} = \hat{t}_1 \pm i\,\hat{t}_2 \tag{1.3}$$

$$\left.\begin{aligned} \hat{t}^-|n\rangle &= |p\rangle \quad , \quad \hat{t}^-|p\rangle = 0 \\ \hat{t}^+|n\rangle &= 0 \quad , \quad \hat{t}^+|p\rangle = |n\rangle \end{aligned}\right\} \tag{1.4}$$

Pour un système de $A = N+Z$ nucléons, on peut définir l'isospin total du système $\hat{T} = \sum_{k=1}^{N+Z} \hat{t}(k)$ avec la valeur propre $T_3 = 1/2\,(N-Z)$. Les opérateurs de charge deviennent :

$$\hat{T}^{\pm} = \hat{T}_1 \pm i\,\hat{T}_2 = \sum_{k=1}^{N+Z} \hat{t}_1 k \pm i\,\hat{t}_2 k \tag{1.5}$$

Pour un état nucléaire représenté par un isospin T et de projection T_3, on a la relation :

$$T^{\pm}|T\ T_3\rangle = [(T \mp T_3)(T \pm T_3 + 1)]^{1/2}|T, T_3 \pm 1\rangle \tag{1.6}$$

L'effet de T^- sur un noyau de A nucléons se comprend par analogie avec l'effet de l'opérateur J^- sur un état de moment cinétique $|JM\rangle$. Si on part de l'état $|TT\rangle$ l'action répétée de T^- aura pour effet de donner les $(2T+1)$ états de charge possibles de ce système d'où la notion de multiplet isobarique. Si T est un bon nombre quantique, on peut s'attendre à ce qu'à un état caractérisé par un isospin T de projection T_3, corresponde dans le noyau voisin de même masse, un état d'isospin T de projection T_3-1 qu'on appelle l'état analogue. Ces niveaux possèdent les mêmes nombres quantiques: énergie (en tenant compte de la différence d'énergie coulombienne), spin, parité, force à une particule etc... On peut définir l'état analogue d'un niveau nucléaire $|TT_3\rangle$ comme résultant de l'application de l'opérateur T^- sur celui-ci.

La validité du concept d'isospin a eu comme confirmation expérimentale la mise en évidence de multiplets isobariques dans les noyaux légers (A = 5, 11, 12, cas des noyaux mirroirs $T = |T_3| = 1/2$ ou multiplet T=1 dans la masse 12) [6,7]. Cependant, dans les noyaux plus lourds, la différence d'énergie coulombienne croît très vite avec Z alors que l'énergie de liaison par nucléon reste constante quand A croît, on a longtemps pensé que l'isospin ne pouvait être dans ce cas un bon nombre quantique. Il a fallu attendre 1961, les travaux de French et al.[8], la découverte expérimentale de l'état analogue du fondamental du ^{51}V dans la réaction $^{51}V(p,n)$ par Anderson et al.[9-12] et les explications théoriques de Lane [13] sur la présence d'un terme dépendant de l'isospin dans le potentiel optique du nucléon pour contredire les arguments précédents.

Il reste à comprendre comment vont se manifester les états analogues dans les noyaux moyens et lourds ($A \gtrsim 20$). L'effet de T^- sur un niveau lié du noyau $_ZA_{N+1}$ est de transformer tous les neutrons en protons si les orbitales protoniques correspondantes sont libres. L'état analogue de ce niveau lié appartiendra au noyau $_{Z+1}A_N$ et se trouvera donc déplacé par rapport à l'état initial de la différence d'énergie coulombienne entre les deux noyaux $\Delta E_C(_ZA_{N+1}, _{Z+1}A_N)$ moins la différence de masse neutron-proton δ_{np}.

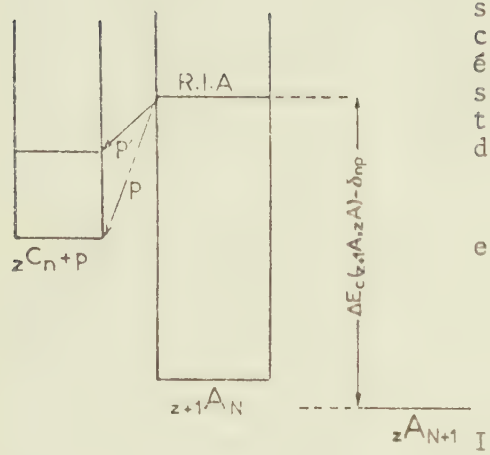


Figure 1

Cette énergie ΔE_C croît rapidement avec Z de sorte que dans des noyaux suffisamment lourds ces niveaux analogues seront placés à des énergies d'excitation élevées au-dessus du seuil d'émission de proton (et parfois de neutron). Alors l'état analogue peut être formé dans le noyau composé par la voie :

$$ {}_zC_N + p \rightarrow {}_{z+1}A_N^{**} $$

et se désintégrer suivant les modes :

$$ {}_{z+1}A_N^{**} \rightarrow {}_zC_N + p $$
$$ \searrow\ {}_zC_N^{**} + p' $$

Il peut alors être observé comme une résonance dans la diffusion élastique ou inélastique de proton d'où le nom donné à ces niveaux de Résonances Isobariques Analogues. Ces considérations sont résumées schématiquement dans la figure 1.

I.2. Etat pur à une particule.

Pour comprendre de manière précise la relation entre les fonctions d'onde de l'état du noyau $_zA_{N+1}$ et du niveau analogue dans $_{z+1}A_N$, considérons un état nucléaire $|nC>$ qui peut être décrit comme un niveau pur à une particule (C coeur doublement magique d'isospin T_o). L'opérateur T^- agissant sur $|nC>$ donne :

$$ T^-|nC> = (2T_o+1)^{-1/2}[|pC> + (2T_o)^{1/2}|nA>] \qquad (1.7) $$

où $A = T^-C$ est l'analogue du coeur C. Les états $|nC>$ sont appelés les états parents. Remarquons que le même raisonnement peut être fait en prenant pour état parent de départ un état à un trou de proton $|p^{-1}C>$ l'état analogue s'écrit alors :

$$ T^-|p^{-1}C> = (2T_o+1)^{-1/2}[|n^{-1}C> + \sqrt{2T_o}|p^{-1}A>] \qquad (1.8) $$

Les équations (1.7) et (1.8) sont illustrées par les figures 2 et 3.

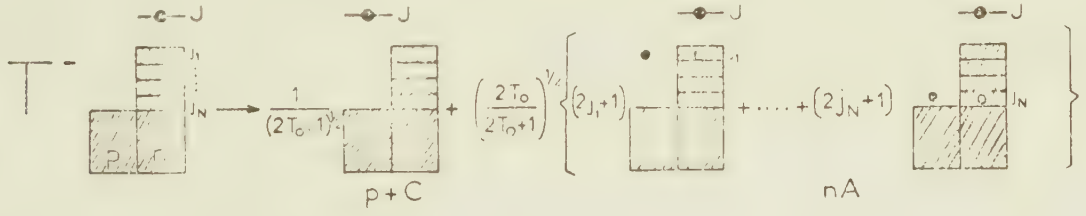


Figure 2

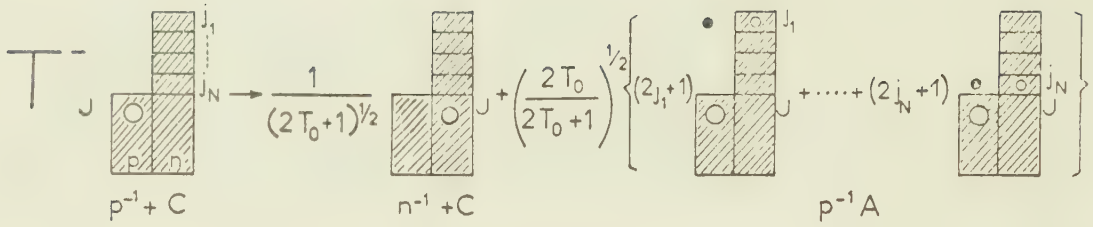


Figure 3

La première observation importante qui découle des relations (1.7) et (1.8), est que si l'état parent est un état pur à une particule (ou un trou), l'état analogue n'a qu'une fraction égale à $1/2T_o+1$ de sa fonction d'onde qui est représentée par le couplage d'une particule (trou) au coeur. Cette remarque a des conséquences importantes pour l'observation et l'étude de tels niveaux nucléaires.

Dans la suite de cette discussion, nous nous limiterons à l'étude des propriétés des états analogues à une particule qui fait l'objet du present travail. L'introduction des états analogues de trous n'est là que pour montrer la richesse et la sélectivité d'une spectroscopie qui utilise pour peupler dans le noyau final des configurations particulières (particule-trou fig.2 ou trou-trou fig.3) à travers l'étude des états analogues.

Dans le cas extrême d'état pur à une particule, les états parents peuvent être étudiés au moyen de la réaction (d,p) sur le coeur C alors que les états analogues peuvent être observés dans le noyau composé C+p à l'aide d'une réaction de diffusion élastique résonnante C(p,p). Cependant, on peut déjà souligner qu'une réaction de stripping de proton (C(^{3}He,d) par exemple) peut peupler l'état analogue par l'intermédiaire de la partie p+C de sa fonction d'onde. De plus, la décroissance de la R.I.A va laisser le coeur C soit dans son état fondamental, soit dans une configuration p-t. Le proton placé à l'énergie correspondant à la formation de la R.I.A peut passer un certain temps dans la cible et pourra se voir changer en neutron tandis que la cible est transformée en son analogue A. avant de retourner dans la voie $|pC\rangle$ si $|nA\rangle$ est fermée. Soit Δt ce temps "d'hésitation" du proton. La résonance aura une largeur $\Gamma = \hbar/\Delta t$, largeur qui ne correspond pas encore à la largeur expérimentale observée car dans ce modèle simple nous avons négligé beaucoup de facteurs (pénétrabilité, nombre de voies ouvertes, couplage avec les différentes voies de désintégration etc...).

I.3. Couplage faible aux états excités du coeur.

L'approche simple qui vient d'être présentée (état pur à une particule) nécessite cependant d'être corrigée pour décrire de manière plus réaliste les niveaux parents. Chacune des fonctions d'onde peut être développée en terme de couplage d'un neutron aux différents états excités du coeur. La f.o Ψ_p^J d'un état parent de moment angulaire total J s'écrit :

$$\Psi_p^J = \alpha(n_J \otimes \Phi_o)_J + \sum_{i,K} \beta_{iK}(n_i \otimes \Phi_K^{\ddot{}})_J \qquad (1.9)$$

Φ_o représente la f.o de l'état fondamental du coeur et $\Phi_K^{\ddot{}}$ celles des différents premiers niveaux excités. Les n_J et n_i représentent les états de neutrons disponibles (au-dessus de N=28 les orbitales disponibles sont $2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$, $1f_{\frac{5}{2}}$, $1g_{\frac{9}{2}}$ et $2d_{\frac{5}{2}}$).

La f.o de l'état analogue s'obtient alors suivant l'équation (1.7):

$$
\left.
\begin{aligned}
T^- \Psi_p^J = \Psi_A^J = {} & (2T_o+1)^{-1/2}\ \alpha[p_J \otimes \Phi_o]_J && \text{(I)}\\
+ {} & (2T_o)^{1/2}(2T_o+1)^{-1/2}\ \alpha[n_J \otimes T^- \Phi_o]_J && \text{(II)}\\
+ {} & (2T_o+)^{-1/2} \sum_{iK} \beta_{iK}\ [p_i \otimes \Phi_K^{**}]_J && \text{(III)}\\
+ {} & (2T_o)^{1/2}(2T_o+1)^{-1/2} \sum_{iK} \beta_{iK}\ [n_i \otimes T^- \Phi_K^{**}]_J && \text{(IV)}
\end{aligned}
\right\} \qquad (1.10)
$$

avec $$T^- \Phi_o = (2T_o)^{-1/2} \sum_j (p_j)(n_j)^{-1}\ \Phi_o \qquad (1.11)$$

et $$T^- \Phi_K = (2T_o)^{-1/2} \sum_j (p_j)(n_j)^{-1}\ \Phi_K^{**} \qquad (1.12)$$

où $(p_j)(n_j)^{-1}$ représente la création d'un trou neutron d'orbite j occupée et d'un proton p_j dans la couche équivalente le tout étant couplé à I=0. Cette expression générale de la f.o de l'état analogue peut nous permettre de comprendre non seulement les modes d'observation de tels niveaux mais aussi leur désintégration. Enfin les coefficients α et β_{iK} contiennent toute l'information spectroscopique attendue de l'étude des R.I.A.

La formation des R.I.A peut se faire à partir du terme I. Une diffusion élastique de proton à l'énergie E_R peut placer la particule dans l'orbite J qui couplée à Φ_o donnera une résonance dans la fonction d'excitation. Un autre mode possible est le transfert direct d'un proton J (réaction (^{3}He,d), (α,t) etc...) à partir de la cible. Dans les deux cas, la R.I.A va se manifester comme un état final de moment orbital ℓ et de spin J et de largeur totale Γ définie comme étant égale à la somme des largeurs partielles Γ_{p_i} pour toutes les voies de désintégration permises plus une quantité W ($\Gamma = \sum_i \Gamma_{p_i} + W$) qu'on appelle la largeur d'étalement ("spreading width"). W va rendre compte du fait que le système p+C n'a pas un isospin pur (t = 1/2 isospin du proton et T_o isospin du coeur C). Deux types d'états peuvent être peuplés, les états "normaux" ou $T_< = T_o - 1/2$ et la R.I.A ou $T_> = T_o + 1/2$. En général, la densité de niveaux $T_<$ de mêmes spin et parité que la R.I.A dans le système (p+C) à l'énergie de la R.I.A peut être suffisante pour les mélanger à l'état $T_>$ par l'intermédiaire de la partie de l'hamiltonien du système qui ne conserve pas l'isospin c'est-à-dire l'interaction coulombienne. W est une largeur supplémentaire qui caractérise ce couplage et qui peut être responsable de la majeure partie de la largeur expérimentale observée. Chaque voie de désintégration (termes I, II, III, IV) va être représentée par une largeur partielle Γ_{p_i} qui, nous le verrons plus loin, peut être utilisée pour mesurer les amplitudes des coefficients de couplage du nucléon célibataire aux différentes configurations excitées du coeur.

Par l'intermédiaire du terme I, le proton peut laisser le coeur dans son état fondamental Φ_o (voie élastique de largeur partielle Γ_{p_o}). L'amplitude de cette configuration est égale à α. Ce coefficient est relié au facteur spectroscopique S_{dp} par la relation $\alpha^2 = S_{dp}$ mesuré lors de l'étude de la réaction (d,p) sur le coeur (f.o de l'état parent eq.(1.9)). Dans le modèle extrême à une particule nous avions $\alpha^2 = 1$ et $\beta_{iK} = 0$.

Le terme III peut peupler les premiers niveaux excités de la cible Φ_K^{**} (voie inélastique de largeur partielle Γ_{pK}). L'amplitude de ces configurations est alors définie par β_{iK}. Ces coefficients ne peuvent être mesurés que par une réaction de stripping (d,p) sur le coeur dans un état excité, d'où l'impossibilité d'obtenir de telles informations autrement que par la mesure de transitions inélastiques de décroissance de l'état analogue.

Enfin les termes II et IV laissent le noyau final dans une configuration p-t neutronique construite soit sur l'état fondamental soit sur les premiers niveaux excités du coeur. Dans les noyaux de N=28 neutrons, de telles configurations,à cause de leur énergie d'excitation élevée, ne peuvent être alimentées par la décroissance des R.I.A et ne seront pas considérées dans ce travail.

I.4. Méthodes d'étude des propriétés des R.I.A.

Deux problèmes importants sont posés par cette introduction au formalisme des R.I.A.

a) Comment obtenir expérimentalement une mesure de différentes grandeurs (énergie, spin et parité, largeurs partielles) caractérisant l'état analogue ?

b) Quelle relation peut-on établir entre les largeurs partielles expérimentales et les coefficients α et β_{iK} de la fonction d'onde de l'état parent ?

A la première question, les expériences effectuées depuis de nombreuses années [2-4] au moyen des réactions de capture radiative (p,γ) et de diffusion élastique et inélastique (p,p_o), (p,p') ont apporté partiellement une réponse. En ce qui concerne la couche f-p de nombreuses propriétés de la R.I.A $2p_{\frac{3}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}}$ ont ainsi été établies.Cependant, et toujours en limitant la remarque générale suivante aux noyaux de la couche f-p, alors que dans les noyaux parents les forces à une particule $1f_{\frac{7}{2}}$, $1g_{\frac{9}{2}}$ et en partie $2d_{\frac{5}{2}}$ (remplissage des couches neutroniques entre N=28 et N=50 et juste au-dessus) avaient été également mises en évidence par des réactions de stripping+, l'observation des R.I.A correspondantes n'a fait l'objet que de résultats fragmentaires+.

Cette situation peut être expliquée à partir des considérations plus générales suivantes. En diffusion élastique résonnante, l'effet d'interférence responsable de l'anomalie qui caractérise une résonance est dominé par la pénétrabilité des protons dans les voies d'entrée et de sortie. Pour les résonances $f_{\frac{7}{2}}$ et $g_{\frac{9}{2}}$, cet effet est souvent très faible. De plus, l'énergie d'excitation généralement élevée de ces niveaux fait qu'ils sont entourés par une grande densité d'états "normaux" de moment angulaire faible ($\ell = 0, 1$) . Dans ce cas, l'analyse des résultats expérimentaux ne permet pas de séparer simplement l'effet d'une résonance individuelle. Enfin plus généralement, quelle que soit la précision atteinte dans l'observation de ces R.I.A en diffusion élastique résonnante, si ces niveaux présentent des transitions vers les états excités du coeur, la mesure d'une largeur partielle inélastique suppose que deux conditions soient remplies :

i) que le fond inélastique hors résonance soit suffisamment bas pour l'observer ;

+*Voir références dans les articles publiés en appendice.*

ii) que cette amplitude hors résonance n'interfère pas ou peu avec la décroissance de l'état analogue.

Cette hypothèse généralement faite lors de l'analyse des fonctions d'excitation inélastique demande à être vérifiée par une méthode où ce type de problème ne se pose pas ou se pose de manière différente.

D'autre part, plus récemment les états analogues dans les noyaux légers et moyens ont pu être peuplés [2,3,14,15] par des réactions de stripping de proton (α,t), (^{3}He,d), (d,n). Le proton peut être transféré sur une orbitale identique à celle qu'occupe le neutron dans l'état parent et forme ainsi l'état analogue. Les sections efficaces différentielles de transfert mesurées pour quelques cas isolés dans la couche f-p[+] et pour l'ensemble des R.I.A dans les noyaux de $^{91-97}$Nb et de $^{93-97}$Tc (N=50 à 56) [14] étaient importantes (≥ 1 mb/sr à l'avant) et leur dépendance angulaire montraient toujours une valeur maximum ou stationnaire autour de zéro degré. Un autre trait caractéristique de ces premiers résultats dans la région de N=50 neutrons était la forte population des R.I.A $h_{\frac{11}{2}}$ et $g_{\frac{7}{2}}$ qui n'avaient pas été observées en diffusion élastique à cause de la faible pénétrabilité des protons de moment angulaire $\ell = 4$ ou 5.

Ces remarques conduisaient à penser qu'il était possible de peupler sélectivement les R.I.A de spin élevé au moyen de la réaction (^{3}He,d) et d'étudier leurs modes de décroissance à l'aide de réactions séquentielles du type (^{3}He,dp̃). Deux expériences (^{3}He,dp̃) sur les noyaux de ^{90}Zr et ^{92}Mo avaient été entreprises par un groupe de Tel-Aviv en collaboration avec les utilisateurs des cyclotrons de Saclay et Grenoble [16,17]. L'analyse des résultats expérimentaux obtenus ne pouvait se faire simplement dans les cas cités plus haut. En effet la géométrie utilisée (détection de deuton à $\theta_d \simeq 25°$ et mesure des protons en coïncidence pour quelques angles θ_p) ne permettait pas d'obtenir directement l'information spectroscopique (spin, largeur partielle) à cause de la complexité et du nombre des paramètres intervenant dans la forme générale de la corrélation deuton-proton.

La méthode développée dans ce travail s'inspire largement des considérations explicitées plus haut tant de celles découlant des insuffisances signalées dans les expériences de diffusion élastique que de celles rencontrées lors de l'étude des réactions (^{3}He,dp̃) lorsque la géométrie n'y est pas bien adaptée.

La réaction (^{3}He,d) a été étudiée à 25 MeV d'énergie incidente dans le but de peupler sélectivement avant une section efficace importante à l'avant les R.I.A des niveaux parents $f_{\frac{5}{2}}$, $g_{\frac{9}{2}}$ et $d_{\frac{5}{2}}$ dans les noyaux de la couche f-p. La décroissance par particule de ces R.I.A a été observée au moyen de la réaction séquentielle (^{3}He,dp̃) à 24 et 25 MeV d'énergie incidente sur les noyaux de ^{48}Ca, ^{48}Ti, ^{50}Ti, ^{52}Cr et ^{58}Ni. L'alignement de ces niveaux a pu être obtenu en détectant le deuton émis au voisinage de 0° à l'aide du triplet de lentilles quadrupolaires magnétiques d'Orsay [18]. Dans cette géométrie (méthode II de Litherland et Ferguson [19]) la mesure de la fonction de corrélation entre le deuton et le proton émis en coïncidence a une forme simple et indépendante de modèle. Il en résulte une mesure expérimentale des grandeurs caractérisant ces états (spin, largeurs partielles et par conséquent facteur spectroscopique).

Les motivations de ce travail étant maintenant explicitées, il reste à montrer quelles informations quantitatives (et au moyen de quel formalisme) cette méthode permet d'atteindre, quelles en sont les limi-

---

[+] *Voir références dans les articles publiés en appendice.*

tations et comment les résultats obtenus se comparent aux données théoriques et expérimentales déjà existantes.

★ ★
★

Dans le chapitre qui suit, nous exposerons la méthode expérimentale en développant :

a) l'analyse dans le cadre de la théorie DWBA des réactions nucléaires des niveaux non liés en particule et la relation entre amplitude spectroscopique et largeur partielle à une particule.

b) le formalisme des corrélations angulaires particule-particule et le calcul de la probabilité de population des sous états magnétiques de la R.I.A dans le cadre de la théorie DWBA.

c) enfin les questions spécifiques à cette méthode expérimentale (problèmes posés par la largeur d'étalement de la R.I.A, moyens d'atteindre des largeurs partielles absolues, qualité et limitations de la méthode) seront alors abordés.

Le dernier chapitre sera consacré à une discussion des résultats de nos analyses concernant les R.I.A dans la couche f-p et comparé aux travaux existants concernant ces niveaux.

I.5. Liste des travaux publiés.

Le travail constituant cette thèse a fait l'objet de publications, jointes en appendice et qui seront référencées dans la suite du texte par les numéros suivants.

I. Angular correlations studies of Isobaric Analog States in ^{49}Sc via the ^{48}Ca(τ, d$\tilde{p}$)^{48}Ca reaction.
Phys. Lett. 56B (1975) 449.

II. Spectroscopic Studies of Isobaric Analog States in ^{49}V and ^{51}V via the ^{48,50}Ti(τ,d) and the ^{48,50}Ti(τ,d$\tilde{p}$) reactions.
Nucl. Phys. A259 (1976) 189.

III. Proton states in ^{59}Cu and structure of the ^{59}Cu-^{59}Ni analog pair.
Nucl. Phys. A268 (1976) 257.

IV. Population and proton decay of the $g_{\frac{9}{2}}$ isobaric analog state in ^{53}Mn via the ^{52}Cr(τ,d$\tilde{p}$)^{52}Cr reaction.
Nucl. Phys. A265 (1976) 213.

V. Unbound Isobaric Analog State in ^{53}Mn : the ^{52}Cr(τ,d)^{53}Mn and the ^{52}Cr(τ,d$\tilde{p}$)^{53}Cr reactions.
Phys. Rev. C14 (1976) 842.

II. POPULATION ET DESEXCITATION DES RESONANCES ISOBARIQUES ANALOGUES : METHODE EXPERIMENTALE ET FORMALISME.

II.1. Population des états analogues au moyen de la réaction (^{3}He,d).

La réaction (^{3}He,d) a été étudiée à 25 MeV d'énergie incidente sur les cibles de ^{48}Ti, ^{50}Ti, ^{52}Cr et ^{58}Ni au moyen du spectromètre split-pole équipant l'une des lignes de faisceau de l'accélérateur Tandem d'Orsay. L'ensemble de détection des produits de réactions placé dans le plan focal du spectromètre était constitué de jonctions à localisation (4, 5 ou 8 selon les expériences) de 600 à 1000 µm d'épaisseur. Les signaux E et P de chaque détecteur (où E est proportionnel à la perte d'énergie des particules dans le compteur et P = xE, x caractérisant la position de la particule le long du détecteur) étaient stockés sur bande magnétique et le rapport P/E calculé en ligne à l'aide de l'ordinateur T 1600. Les caractéristiques essentielles de cet ensemble expérimental étaient,d'une part, la possibilité de mesure de sections efficaces différentielles (τ,d) aux petits angles (jusqu'à θ=5°) et une très bonne résolution en énergie (15-18 keV). Cependant la discontinuité des détecteurs dans le plan focal (la longueur utile de chaque jonction est d'environ 5 cm) nécessite de faire à chaque angle 2 mesures (correspondant à des champs magnétiques différents dans l'aimant) pour pouvoir combler les trous entre les détecteurs.

Les figures 1 des Réf.II, III et IV montrent les spectres obtenus dans le cas des réactions ^{46,50}Ti(^{3}He,d), ^{58}Ni(^{3}He,d) et ^{52}Cr(^{3}He,d) pour des énergies d'excitation dans les noyaux finaux couvrant l'ensemble de la zone où sont attendus les états analogues. L'observation de ces spectres conduit à une remarque importante concernant la sélectivité de la réaction utilisée pour peupler les R.I.A.

Dans le cas du ^{51}V et dans une moindre mesure du ^{53}Mn, les états analogues apparaissent comme des raies étroites et fortement excitées sur un fond continu peu élevé que l'on attribue à la grande densité de niveaux $T_<$ de spin bas et de force une particule très faible dans ces régions d'excitation (8 à 13 MeV).

A l'opposé, le spectre du ^{59}Cu montre de très nombreux niveaux très fortement peuplés qui ne sont pas tous des états analogues et qui caractérisent le fait que dans ce noyau entre 4 et 8 MeV d'énergie d'excitation les forces à une particule $T_<$ $1f_{\frac{7}{2}}$, $1g_{\frac{9}{2}}$ et $2d_{\frac{5}{2}}$ ne sont pas épuisées alors que les forces $T_>$ commencent à être peuplées. L'identification dans ce cas des niveaux analogues est plus difficile et seule la mesure du spin, de la parité et du facteur spectroscopique permettront d'établir avec certitude la relation parent-analogue. Le remplissage de la couche $f_{\frac{7}{2}}$ en protons lorsqu'on passe du ^{51}V au ^{59}Cu et par conséquent la diminution de l'excès de neutrons est responsable de la décroissance continue de l'énergie d'excitation des états analogues. Cette situation est illustrée dans la fig.4 où l'on a représenté l'ensemble des R.I.A à forte composante à une particule $p_{\frac{3}{2}}$, $p_{\frac{1}{2}}$, $f_{\frac{7}{2}}$, $g_{\frac{9}{2}}$ et $d_{\frac{5}{2}}$ et leur position respective par rapport aux seuils d'émission de particules pour les noyaux de ^{49}Sc, ^{51}V, ^{53}Mn et ^{59}Cu.

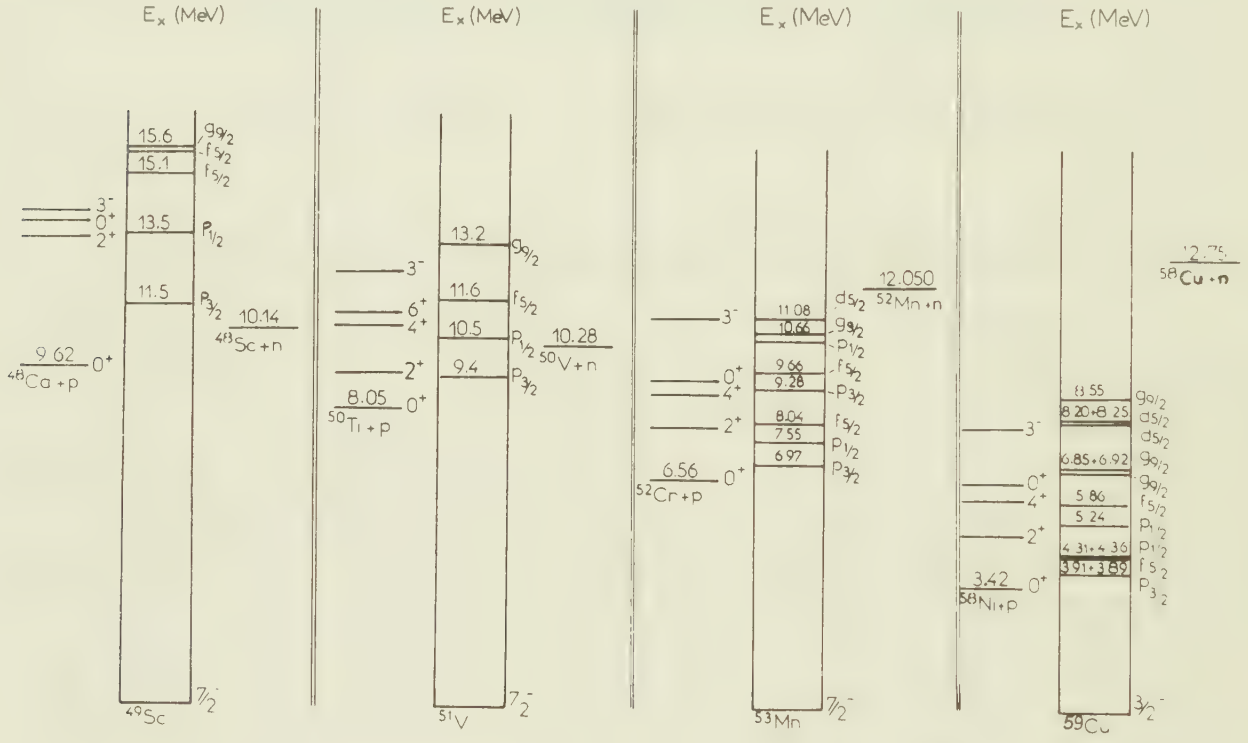


Figure 4

Les distributions angulaires expérimentales ont été mesurées entre 5° et 50° en général, de manière à pouvoir assigner le moment angulaire ℓ emporté par le proton transféré et à en déduire par comparaison avec un calcul DWBA la valeur de la composante à une particule dans l'état analogue. La forme de ces distributions angulaires pour différentes valeurs de ℓ transféré bien que peu structurée permettait d'identifier les divers transferts possibles p, f, g ou d, et surtout présentait l'énorme avantage d'avoir un maximum autour de θ=0° ce qui était très important pour les mesures en coïncidence ultérieures. Dans le tableau 1, les sections efficaces mesurées à l'avant (θ=10°) pour les principaux états analogues étudiés

Tableau 1.

Isospin cible	Noyau final	E_x(R.I.A) (MeV)	n ℓ j	(dσ/dΩ)(10°) mb/sr	Σ (dσ/dΩ)×(2T_o+1) nℓj	
To=3	^{51}V	9.39		4.0		28
To=2	^{53}Mn	6.98	$2p_{\frac{3}{2}}$	4.4	22	26.5
		9.28		0.9	4.5	
To=1	^{59}Cu	3.89		5.8	17.4	29.0
		3.91		3.8	11.5	
To=3	^{51}V	11.56		2.5		17.5
To=2	^{53}Mn	8.05	$1f_{\frac{7}{2}}$	2.5	13	22
		9.66		1.8	9	
To=1	^{59}Cu	4.31		6.8		21
To=3	^{51}V	13.20		3.0		21
To=2	^{53}Mn	10.66	$1g_{\frac{9}{2}}$	4.0		20
To=1	^{59}Cu	6.85		2.5	7.5	22.5
		6.92		5.0	15.0	

ont été reportées. Nous avons multiplié, dans la dernière colonne, la somme de sections efficaces correspondant à un même transfert nℓj ($2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$, etc...) par (2T_o+1) où T_o est l'isospin de la cible pour montrer que la réduction de la section efficace de transfert pour un état analogue donné, au fur et à mesure que T_o croît, est bien vérifiée expérimentalement. On peut en outre constater la valeur élevée des sections efficaces à l'avant.

Enfin une remarque importante mérite d'être signalée ici. La résolution en énergie obtenue dans ce travail nous a permis de mettre en évidence une fragmentation de divers niveaux analogues en particulier dans le ^{59}Cu ($p_{\frac{3}{2}}$, $g_{\frac{9}{2}}$, $d_{\frac{5}{2}}$);nous reviendrons plus loin sur l'interprétation de ce résultat.

Il est intéressant, à présent qu'ont été soulignés les divers aspects expérimentaux de ce travail, de discuter de l'analyse de ces résultats dans le cadre de la théorie DWBA des réactions nucléaires. Si l'on revient à la fig.4, on remarque que dans tous les noyaux étudiés ces niveaux analogues apparaissent au-dessus du seuil d'émission par particule. Cette situation explique largement que jusqu'à une époque très récente peu de résultats sur des états non liés peuplés par une réaction de stripping d'un nucléon ont été obtenus [20].

II.2. Analyse DWBA d'états non liés, facteur spectroscopique et largeur à une particule.

Le problème principal posé par l'analyse des états non liés par rapport à l'émission de particule en théorie DWBA des réactions de transfert est celui de l'évaluation du facteur de forme de la particule transférée non liée dans le puits de potentiel c'est-à-dire décrite par une fonction d'état de diffusion à l'extérieur de ce puit. En ce qui concerne la réaction (^{3}He,d) conduisant aux états analogues, nous savons qu'elle peuple sélectivement les états du noyau résiduel pour lesquels une bonne adaptation des moments angulaires des voies d'entrée et de sortie existe et que la section efficace de transfert est essentiellement sensible à la partie de la fonction d'onde située à la surface nucléaire ou la nature "spéciale" (recouvrement important de la fonction d'onde de système C+p avec la f.o de l'état analogue) de l'état analogue est encore valable. Par conséquent, la méthode choisie pour évaluer ce facteur de forme doit être aussi simple inambigüe,et précise que celle que l'on utilise pour évaluer la fonction d'onde d'un proton ou d'un neutron lié lors de l'étude des composantes à une particule des systèmes cible+nucléon célibataire . Cette remarque est la justification première de

l'utilisation des fonctions Gamov développée par Coker et al.[20] pour l'analyse de réactions de stripping conduisant à des états non liés qui peuvent être décrits comme des composantes de "résonance à une particule" par analogie aux états liés ayant des composantes d'"état à une particule".

En effet, nous savons qu'un des résultats important de la théorie des collisions permet d'écrire [21] que la fonction d'onde d'un état lié à une particule dans un puits de potentiel $V(r)$ est donné par le résidu de la fonction de Green $G^+(r,r')$ du système (p+C) au pôle correspondant à un état lié à une particule de nombre quantique ℓJ

$$G^+_{\ell j}(r,r',k) \sim \frac{\chi_{\ell j}(r,k)\chi_{\ell j}(r',k)}{E - E_B} \qquad (2.1)$$

où E_B est l'énergie de liaison de l'état considéré dans le puit et $\chi_{\ell j}(r,k)$ la fonction propre de cet état.

De la même manière on peut montrer [21] que la fonction d'onde d'une résonance à une particule est donnée par le résidu de la fonction de Green du système au voisinage du pôle correspondant à l'énergie complexe $\tilde{E}_R$ de la résonance par :

$$G_{\ell j}(r,r',\tilde{k}) \sim \frac{g^R_{\ell j}(r,\tilde{k}_R)\ g^R_{\ell j}(r',\tilde{k}_R)}{E - \tilde{E}_R} \qquad (2.2)$$

où

$$g^R_{\ell j}(r,\tilde{k}_R) \equiv \left(\frac{\mu\ \Gamma^{\ell J}}{\hbar^2 \tilde{k}_R}\right)^{1/2} e^{i\xi_{\ell j}}\ O_{\ell j}(r,\tilde{k}_R) \qquad (2.3)$$

est la fonction Gamov. Dans cette expression $\tilde{k}$, le nombre d'onde, est complexe et correspond à l'énergie complexe $\tilde{E} = E - i\Gamma^{\ell j}/2$, $\xi^{\ell j}$ est le déphasage non-résonnant et $O_{\ell j}(r,k_R)$ est la solution de l'équation de Schrödinger pour l'énergie $\tilde{E}_R$ qui donne une onde purement sortante à l'infini.

Cette définition de la f.o de l'état résonnant a le grand avantage d'introduire les résonances à une particule (dont font partie les niveaux observés dans ce travail) de manière simple et analogue à la f.o d'un état lié à une particule. De plus, on peut montrer maintenant que l'énergie complexe définie pour un état résonnant $\tilde{E} = E - i\ \Gamma^{\ell J}/2$ a une partie réelle et imaginaire qui ont une signification physique directe.

La fonction $g^R_{\ell j}$ est solution de l'équation de Schrödinger pour l'onde partielle ℓj et le système p+C de masse μ

$$\left\{(-\hbar^2/2\mu)(d^2/dr^2 - \ell(\ell+1)/r^2) - \tilde{E} + U + U^{so}_{\ell j} + U_c\right\} g^R_{\ell j}(r) = 0 \qquad (2.4)$$

où U, $U^{so}_{\ell j}$ et U_c sont respectivement le potentiel optique de forme standard (Woods-Saxon), le potentiel spin-orbit (Thomas) et le potentiel coulombien. $\tilde{E}$ est l'énergie complexe dans le centre de masse du système p+C. Donc la partie réelle de $\tilde{E}$, E_R est l'énergie de la résonance à une particule et sa

partie imaginaire $\Gamma^{\ell J}$ est la largeur qu'aurait une résonance à une particule à l'énergie E_R dans le potentiel décrit plus haut. Elle sera notée $\Gamma^{\ell J}_{sp}$. L'énergie de la résonance observée comme état final dans la réaction $C(^3He,d)A^*$ se calcule à partir de la relation :

$$E_R = E_x - S_p(A) \qquad (2.5)$$

où E_X est l'énergie d'excitation de la R.I.A et $S_p(A)$ l'énergie de liaison du proton dans le noyau A. Pour une R.I.A d'isospin $T_> = T_o + 1/2$, la largeur à une particule s'écrit alors :

$$\Gamma^{>}_{sp} = [\langle T_o\ 1/2\ T_o\ -1/2\ |T_o+1/2, T_o-1/2\rangle]^2\ \Gamma^{\ell J}_{sp}$$

$$\Gamma^{>}_{sp} = (1/2\ T_o+1)\ \Gamma^{\ell J}_{sp} \qquad (2.6)$$

Le programme Gamov [20] en provenance de l'Université du Texas à Austin et adapté sur l'Univac 1110 d'Orsay a été utilisé pour calculer le facteur de forme des R.I.A. Cette fonction d'onde étant obtenue, il est alors possible d'évaluer la section efficace de transfert pour la réaction $C(^3He,d)A^* \rightarrow C+p$ où le proton est déposé dans le continu entre une énergie E_p et E_p+dE_p. Les amplitudes de transitions réduites $\tilde{\beta}^{mm_d m_{^3He}}_{\ell sj}$ sont calculées à partir des fonctions d'ondes optiques et du facteur de forme $g^R_{\ell j}(r,\tilde{k}_p)$

$$f_{\ell sj}(r) \propto \int \chi_{L_d J_d}(k_d r) \left[\frac{g^R_{\ell j}(r,\tilde{k}_p)}{r}\right] \chi_{\ell\, ^3He, J_{^3He}}(k_{^3He} r)\, dr \qquad (2.7)$$

Les $\tilde{\beta}_{\ell sj}$ sont définies de manière analogue à celle introduite par Satchler [22] pour l'analyse DWBA des niveaux liés. La section efficace de transfert s'écrit alors :

$$d\sigma/d\Omega_d \propto \sum_{j\, mm_d m_{^3He}} \left| \sum_{\ell s} C_{\ell sj}\ \tilde{\beta}^{mm_d m_{^3He}}_{\ell sj} \right|^2 \qquad (2.8)$$

Il faut souligner cependant que l'expression (2.7) de l'intégrale radiale ne peut se calculer numériquement sous cette forme car quand $r \rightarrow \infty$ la fonction Gamov $g^R_{\ell j}(r,\tilde{k}_p)$ diverge. La seule différence a introduire dans un calcul DWBA classique est de calculer la limite de l'expression suivante :

$$\ell im_{\alpha \rightarrow 0} \int \chi_{\ell_d J_d}(k_d r) \left[g^R_{\ell j}(r,\tilde{k}_p)\ e^{-\alpha r^2}\right] \chi_{\ell\, ^3He, J_{^3He}}(k_{^3He} r)\, dr/r \qquad (2.9)$$

Le programme VENUS [23] a été modifié pour effectuer cette intégration de (0.1 à 20 à 30 fm suivant les noyaux cibles) et a été utilisé pour le calcul des sections efficaces de résonance à une particule.

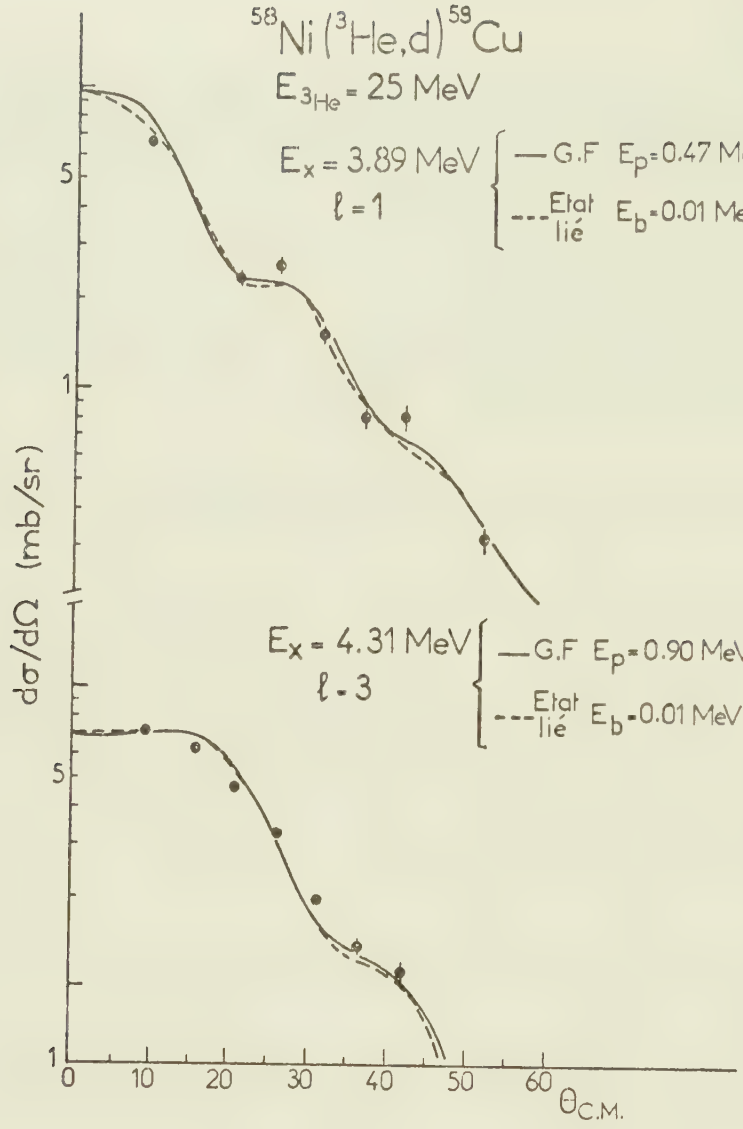


Figure 5

Un premier contrôle simple, qui montre que la méthode choisie pour cette analyse est bonne, est la comparaison des sections efficaces de transfert évaluées au moyen des hypothèses suivantes :

a) état faiblement lié; énergie de liaison 0.01 MeV. Calcul DWBA classique.

b) état faiblement non lié; calcul exact à l'aide de la méthode exposée plus haut.

Un excellent accord est obtenu entre les deux méthodes à la fois quant à la forme des distributions angulaires et à la valeur de la section efficace absolue de transfert. Ce résultat montre que pour un niveau "quasi lié" le calcul est équivalent dans les deux cas. Une illustration de ces résultats est montrée dans la figure 5.

Les largeurs à une particule déduites de cette analyse ont été aussi comparées aux résultats obtenus par d'autres méthodes en utilisant les mêmes paramètres de géométrie pour décrire le potentiel du proton ($r = r_{so} = 1.25$ fm, $a_s = a_{so} = 0.65$ fm, $V_{so} = 6.25$ MeV). Le calcul de ces largeurs à une particule a donc aussi été entrepris en utilisant la méthode de Thompson et Robson (TAR) [24] pour lesquels la largeur à une particule d'une résonance de nombres quantiques ℓj est définie par la relation :

$$\Gamma^{>}_{\ell j} = 1/(2T_o+1) \times 2\, P_\ell(r_\alpha)\, e^{-2\delta_\alpha}\, \gamma_n^2(r_\alpha) \qquad (2.10)$$

où $P_\ell(r_\alpha)$ est la pénétrabilité du proton incident d'énergie E_R et de moment angulaire ℓ évalué au rayon d'interaction $r_\alpha \approx r_o(A_p^{1/3}+A_C^{1/3})$. Cette pénétrabilité est calculée à l'aide d'un potentiel optique qui peut avoir une partie imaginaire non nulle pour rendre compte du fait que les voies inélastiques ou d'émission de neutron sont ouvertes. $\delta_\alpha = \sigma_\alpha + \xi_\alpha$ est le déphasage

coulombien + nucléaire et $\gamma_n^2(r_\alpha)$ est la largeur réduite. Cette expression dépend de la valeur du rayon r_α où est effectué le calcul mais Thompson et Robson ont montré que cette dépendance est faible dans un domaine de quelques fm autour de ce rayon d'interaction. La comparaison entre les deux calculs est présentée dans le tableau II pour diverses ondes partielles ℓJ et diverses énergies de résonance dans quelques noyaux de la couche f-p. L'accord est très généralement bon ce qui nous permet de penser que nos résultats pourront se comparer à ceux obtenus en diffusion élastique sur les R.I.A au moins en ce qui concerne la composante à une particule de la leur fonction d'onde.

Tableau II.

Systèmes Résonnants	ℓJ	E_R (MeV)	$\Gamma^>_{sp}$(D.F) (keV)	$\Gamma^>_{sp}$(TAR) (keV)
$^{50}Ti + p$	$p_{\frac{3}{2}}$	1.34	0.11	0.12
	$f_{\frac{5}{2}}$	3.52	1.50	1.50
	$g_{\frac{9}{2}}$	5.15	2.90	3.10
$^{52}Cr + p$	$p_{\frac{3}{2}}$	2.77	14.00	12.90
	$p_{\frac{1}{2}}$	4.01	115.	120
$^{56}Ni + p$	$p_{\frac{1}{2}}$	1.84	0.20	0.17
	$f_{\frac{5}{2}}$	2.25	0.018	0.015

L'analyse des réactions (^{3}He,d) peuplant les R.I.A à une particule, permet d'obtenir deux grandeurs caractéristiques de ces niveaux :

- le moment orbital ℓ emporté par le proton transféré. Si la cible a un spin 0^+,le spin et la parité de la R.I.A sont donnés par les relations :

$$J = \ell \pm 1/2 \qquad \pi = (-1)^\ell \tag{2.11}$$

- le facteur spectroscopique ou encore l'amplitude de la configuration à une particule du niveau analogue

$$C^2S = \sigma_{exp}/\sigma_{DW}^{\ell J} \tag{2.12}$$

où $\sigma_{DW}^{\ell J}$ est la section efficace de transfert pour une résonance pure à une particule de nombre quantique ℓj. Rappelons que le cas de la réaction (^{3}He,d) et pour une R.I.A on a : $C^2 = 1/(2T_o+1)$ (où T_o est l'isospin de la cible) On peut donc définir un facteur spectroscopique pour la R.I.A peuplé dans la réaction (^{3}He,d) par :

$$S^> = (2T_o+1)C^2S \tag{2.13}$$

Ce facteur spectroscopique peut alors être directement comparé à celui obtenu lors de la réaction (d,p) sur le coeur pour le niveau parent S_{dp}. Si l'isospin est un bon nombre quantique, nous devrions avoir $S^>=S_{dp}$ pour chaque paire de niveaux analogue-parent.

De plus, par analogie avec les réactions de transfert peuplant des états de configuration dominante simple où la section efficace de fonction σ_{exp} se factorise en amplitude spectroscopique et section efficace à une particule, pour une résonance isolée du système C+p caractérisé par une largeur partielle de désintégration Γ_p celle-ci peut se factoriser en produit d'une amplitude à une particule $S_p^{1/2}$ et d'une largeur à une particule Γ_{sp}

$$\Gamma_p = S_p\,\Gamma_{sp} \tag{2.14}$$

Dans le cas d'une R.I.A de moment orbital ℓ et de spin J, on peut écrire :

$$S_p = \Gamma_p^{\ell J} / \Gamma_{sp}^{>\ell J} \qquad (2.15)$$

avec

$$\Gamma_{sp}^{>\ell J} = (2T_o+1)\Gamma_{sp}^{\ell J}$$

Les deux équations (2.13) et (2.15) sont strictement équivalentes car que l'on factorise le facteur spectroscopique obtenu dans l'étude d'une réaction de transfert,ou la largeur partielle de désintégration de l'état analogue, dans les deux cas,on mesure l'amplitude de la configuration à une particule de la R.I.A,et,par conséquent, on peut écrire :

$$S^{>} = S_p = \Gamma_p^{\ell J} / \Gamma_{sp}^{\ell J} \qquad (2.16)$$

Cette relation permet d'obtenir,à partir du facteur spectroscopique déduit de nos mesures expérimentales et la largeur à une particule calculée, une valeur de la largeur partielle $\Gamma_p^{\ell J}$ de désintégration de l'état analogue vers l'état fondamental de la cible que l'on notera $\Gamma_p(0^+)$ pour la différencier des largeurs partielles d'émission vers les niveaux excités du coeur. Cette grandeur est alors comparable aux résultats obtenus précédemment (du moins pour les R.I.A de ℓ faible, ℓ=1 surtout) en diffusion élastique résonnante.

La méthode et le formalisme utilisés pour l'analyse des réactions (^{3}He,d) peuplant des niveaux non liés du noyau final étant maintenant explicités, nous allons décrire,dans le prochain paragraphe,la méthode choisie pour observer la décroissance par particules de R.I.A et en mesurer les grandeurs caractéristiques.

II.3. Corrélations angulaires particule-particule. Cas général.

L'une des méthodes de spectroscopie utilisée dans ce travail est celle plus généralement utilisée pour étudier la désexcitation γ [22] de niveaux nucléaires et connue sous le nom de "corrélations angulaires".

Nous développerons ici le formalisme général lié à cette méthode expérimentale. Considérons une réaction nucléaire du type $A(a,b)B^* \rightarrow c+A$ ou A^*. Appelons $\vec{k}_a$ la direction incidente du faisceau, $\vec{k}_b$ et $\vec{k}_c$ la direction d'émission de rayonnements b et c. La figure 6 représente schématiquement les grandeurs nécessaires à la description de ce formalisme. La polarisation du noyau intermédiaire B* peut être mesurée en détectant la distribution angulaire d'un rayonnement

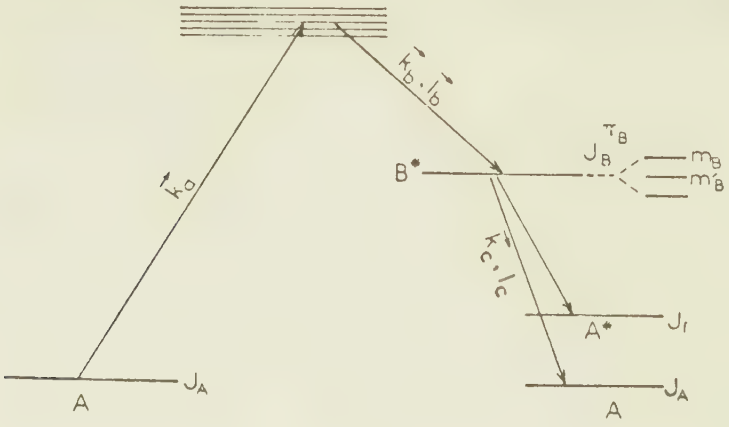


Figure 6

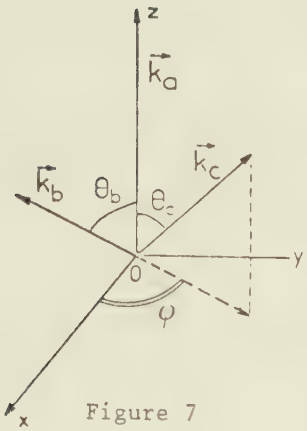


Figure 7

quelconque émis par B*. Si on choisit comme système d'axe de référence celui où $\vec{k}_a$ est confondue avec Oz (fig.7) la corrélation angulaire du rayonnement c émis par B* peut s'écrire [22] :

$$W(\theta_b,\theta_c,\varphi) = \sum_{KQ} \rho_{KQ}(B^*).\varepsilon_{KQ}^*(c) \qquad (3.1)$$

(Dans cette géométrie, nous avons choisi $\varphi_b=0$ et $\varphi_c=\varphi$). La quantité $\rho_{KQ}(B^*)$ représente le tenseur statistique décrivant une assemblée de noyaux B*. Elle contient toute l'information sur la manière dont le niveau $(J_B^{\pi}B)$ de B* a été formé et observé dans la direction k_b. Cette quantité s'exprime simplement à partir des éléments de la matrice densité décrivant l'état J_B soit $\rho_{M_BM'_B}(J_B)$ par la relation :

$$\rho_{KQ}(B^*) = (2J_B+1)^{1/2} \sum_{M_B} (-1)^{J_B-M_B+Q} \langle J_B J_B M_B Q-M_B | KQ\rangle \rho_{M_BM'_B} \qquad (3.2)$$

où

$$\rho_{M_BM'_B} = \langle M_B|\rho|M'_B\rangle \qquad (3.3)$$

$\varepsilon^{\ddagger}_{KQ}(c)$ appelé "tenseur d'efficacité" peut se mettre sous la forme d'un produit de deux termes :

$$\varepsilon^{\ddagger}_{KQ}(c) = Y_K^Q(\theta_c,\varphi)\ F_K(c) \qquad (3.4)$$

où $Y_K^Q(\theta_c,\varphi)$ sont les harmoniques sphériques définies avec la normalisation suivante $Y_K^o = P_K^o(\cos\theta)$; $P_o = 1$. Elles contiennent la dépendance angulaire de la fonction de corrélation. $F_K(c)$ caractérise la nature du rayonnement émis, les spins et moments angulaires de la transition ainsi que la nature du couplage utilisé. Cette factorisation de l'expression de la corrélation angulaire (eq.3.1) en deux termes, l'un décrivant la préparation de l'état émetteur B* (tenseur ρ_{KQ}) et l'autre caractérisant la nature de la transition et sa dépendance angulaire $(\varepsilon^{\ddagger}_{KQ})$, est la conséquence du fait que l'état intermédiaire B* a un spin et une parité bien définie. Ceci entraîne de plus une limite sur les indices K et Q donnée par $0 \leqslant K \leqslant 2J_B$ et $-K \leqslant Q \leqslant K$.

A cette étape du développement de ce formalisme l'expression (3.1) appelle deux remarques importantes en ce qui concerne l'étude des réactions A(a,b)B* → c+A ou A* dans une géométrie quelconque.

a) Elle est dépendante du mécanisme de la réaction A(a,b)B* puisqu'il faut faire une hypothèse sur ce mécanisme pour calculer les éléments de la matrice densité $\rho_{M_BM'_B}(J_B)$ décrivant la formation de ce niveau. Pour un niveau de spin J_B on a $(2J_B+1)$ sous états magnétiques possibles $(2J_B+1)^2$ éléments de la matrice densité, c'est-à-dire $\frac{(2J_B+1)^2}{2} - 1$ paramètres dans l'analyse de résultats expérimentaux (Trace $(\rho) = 1$ et $\rho_{KQ}(B) = (-1)^Q \rho_{K-Q}(B)^*$) .

b) La dépendance angulaire est donnée par les $Y_K^Q(\theta_c,\varphi)$ n'a pas de symétrie asimuthale. Cela entraîne des mesures dans le plan et en dehors du plan de la réaction.

Nous verrons plus loin comment on peut calculer ces tenseurs statistiques décrivant l'état B^* dans le cadre de la théorie DWBA des réactions nucléaires. Cette parenthèse est destinée à montrer que dans les expériences précédentes (^{3}He,d$\vec{p}$) la complexité de la forme générale de $W(\theta_b,\theta_c,\varphi)$ rend très difficile l'analyse des résultats obtenus.

Il nous faut maintenant expliciter la forme des coefficients $F_K(c)$ dans le cas de particules chargées de spin s. La figure 8, avec des notations évidentes, résume l'ensemble des grandeurs intervenant dans l'expression de $F_K(c)$.

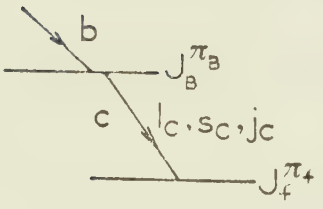


Figure 8

Il existe deux modes de couplage entre les trois vecteurs $\vec{\ell}_c$, $\vec{s}_c$ et J_f qui caractérisent la transition $J_B \to J_f$. Les lois de conservation du moment angulaire total et de la parité donnent :

$$\left.\begin{aligned} \vec{J}_B &= \vec{s}_c + \vec{\ell}_c + \vec{J}_f \\ \pi_B &= (-1)^{\ell_c}\,\pi_f \end{aligned}\right\} \qquad (3.5)$$

a) Représentation "channel spin".

On couple d'abord le spin s_c de la particule au spin de l'état final J_f ; on obtient le spin de voie ("channel spin") $\vec{s} = \vec{s}_c + \vec{J}_f$ on recouple $\vec{s}$ au moment cinétique $\vec{\ell}_c$ pour obtenir $\vec{J}_B = \vec{\ell}_c + \vec{s}$.

Dans ce mode de couplage, $F_K(c)$ s'écrit :

$$F_K(c) = \sum_s (-1)^{J_B - s}\,\frac{Y(s)}{\hat{K}\,\hat{J}_B}\,[\bar{Z}(\ell_c\, J_B \ell_c J_B : sK) + 2\delta\cos(\gamma_{\ell_c} - \gamma_{\ell'_c})\,\bar{Z}(\ell_c J_B \ell'_c J_B; sK) + \delta^2\,\bar{Z}(\ell'_c J_B \ell'_c J_B; sK)] \qquad (3.6)$$

Les coefficients $\bar{Z}$ sont reliés aux coefficients 6j représentés par W par la relation :

$$\bar{Z}(abcd,ef) = \hat{a}\hat{b}\hat{c}\hat{d}\,\langle ac\,oo|fo\rangle\, W(abcd;ef) \qquad \text{avec } \hat{a} = \sqrt{2a+1}$$

Dans le cas de particules de spin 1/2, on a deux valeurs possibles de $s = J_f \pm 1/2$, d'où la somme sur s dans l'expression (3.6) avec $\sum_s Y(s) = 1$ (Y(s) mélange de "channel spin"). Si $J_f \neq 0$, la fonction d'onde de la particule émise est la superposition d'ondes partielles ℓ_c telles que $|J_B - s| \leqslant \ell_c \leqslant |J_B + s|$. La conservation de la parité impose $\ell'_c = \ell_c + 2$. L'amplitude de chaque onde est représentée par un élément de matrice réduit $\langle s||\ell_c||J_B\rangle$ et si il y a entre ℓ_c et ℓ'_c un déphasage $(\gamma_{\ell_c} - \gamma_{\ell'_c})$ le rapport de leur amplitude s'écrit :

$$\frac{\langle s \| \ell'_c \| J_B \rangle}{\langle s \| \ell_c \| J_B \rangle} = \delta \, e^{i(\gamma_{\ell_c} - \gamma_{\ell'_c})} \qquad (3.7)$$

où δ est réel et mesure le mélange d'onde. Notons que pour γ_{ℓ_c} on peut introduire un potentiel optique pour calculer ces quantités.

b) "Représentation $\mathcal{L}$ ".

Un deuxième mode de couplage peut être utilisé pour les trois vecteurs $\vec{\ell}_c$, $\vec{s}_c$, $\vec{J}_f$. On couple d'abord les vecteurs $\vec{\ell}_c$ et s_c de la particule émise à un moment angulaire total $\vec{j}_c = \vec{\ell}_c + \vec{s}_c$. Puis on additionne $\vec{j}_c$ au spin de l'état final J_f : $\vec{j}_c + \vec{J}_f = \vec{J}_B$.

Pour des particules de spin 1/2, pour un même ℓ_c, on peut avoir deux valeurs possibles de j_c d'où la nécessité pour $F_K(c)$ de représenter une somme cohérente de termes caractérisant un couple (j_c, ℓ_c) possible représenté par une amplitude $\Gamma^{1/2}_{\ell_c, j_c}$.

L'expression générale de $F_K(c)$ est similaire à celle employée pour l'analyse de la diffusion inélastique résonnante à l'énergie des R.I.A [25,26] :

$$F_K(c) = \sum_{\ell_c j_c, \ell'_c, j'_c} (\pm\Gamma^{1/2}_{\ell_c, j_c})(\pm\Gamma^{1/2}_{\ell'_c, j_c}) \cos(\gamma_{\ell_c j_c} - \gamma_{\ell'_c j_c}) \bar{Z}(\ell_c j_c \; \ell'_c j'_c; 1/2K)$$

$$\times W(j_c \; J_B \; j'_c \; J_B \; ; J_f K) \qquad (3.8)$$

où $\Gamma^{1/2}_{\ell_c, j_c}$ est l'amplitude de la configuration ℓ_c, j_c dans la fonction d'onde de la particule émise.

On peut déjà remarquer que, dans l'étude de la décroissance par particules de R.I.A, où l'émission du proton p_i vers le niveau i est représentée en termes d'orbite du modèle en couche ($2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$, etc...), la description de la nature de la particule c émise dans ce type de couplage est mieux adaptée. En effet, le but recherché dans l'analyse des corrélations expérimentales est la mesure de l'amplitude d'une telle orbite ($\Gamma^{1/2}_{\ell_c, j_c}$), quantité directement extraite en représentation "$\mathcal{L}$" alors que la représentation précédente ("channel spin") ne donne que le mélange de moment orbital δ qui ne caractérise pas complètement l'onde ainsi émise.

II.4. Méthode II de Litherland et Ferguson et paramètre de population de l'état final.

Dans le formalisme général développé plus haut, l'expression de la corrélation angulaire fait intervenir une connaissance sur la formation de l'état émetteur $J_B^{\pi B}$ (tenseurs ρ_{KQ}), connaissance que l'on ne peut obtenir qu'à partir de modèles. Litherland et Ferguson [19] ont montré que si l'on détecte la particule b alimentant le niveau $J_B^{\pi B}$ suivant la

direction du faisceau ($\theta_b = 0°$ ou $180°$) on obtient un alignement de B* c'est-à-dire une population inégale des sous états magnétiques de J_B et une restriction forte sur le nombre de ces sous états magnétiques. Les conséquences de la symétrie azimuthale sur la description de l'état intermédiaire (voir Appendice 1) sont les suivantes :

a) Seuls les éléments diagonaux $\rho_{M_B M_B}(J_B)$ de la matrice densité sont non nuls. Ils sont appelés paramètres de population $P(M_B)$ de l'état $|J_B, M_B\rangle$ et possèdent les propriétés suivantes :

$$\sum_{M_B} P(M_B) = 1 \quad \text{et} \quad P(M_B) = P(-M_B)$$

b) Pour une réaction A(a,b)B* seuls les sous états magnétiques M_B de J_B tels que :

$$|M_B| \leq J_A + j_a + j_b \tag{4.1}$$

sont à priori différents de zéro.

Dans le cas qui nous intéresse, d'une réaction $A(^3He,d)B^* \rightarrow c+A$ ou $A^*(J_f)$ avec $J_A = 0$ (cible pair-pair), deux sous états magnétiques sont peuplés $|M_B|=1/2$ et $|M_B|=3/2$ et un paramètre supplémentaire $P_{\frac{3}{2}} = P(|M_B|=3/2)/P(|M_B|=1/2)+P(|M_B|=3/2)$ est introduit dans l'analyse des corrélations angulaires expérimentales.

L'expression générale de la corrélation angulaire entre la particule b émise suivant oz (0°) et la particule c émise à un angle θ_c en représentation "$\mathcal{A}$" a été établie dans la ref.II sect.4 et ses propriétés discutées. En utilisant les relations (3.1), (3.4) et (3.8), on peut écrire :

$$W(\theta_c) = \frac{2J_B+1}{\sqrt{2K+1}} \frac{1}{\Gamma} \sum_{\ell_c, j_c, \ell'_c, j'_c} (-1)^{2J_B - J_f - M_B - 1/2} \langle J_B J_B M_B - M_B | KO \rangle P(M_B)$$

$$\times (\pm \Gamma^{1/2}_{\ell_c j_c})(\pm \Gamma^{1/2}_{\ell'_c j'_c}) \times \cos(\gamma_{\ell_c j_c} - \gamma_{\ell'_c j'_c}) \bar{Z}(\ell_c j_c \ell'_c j'_c ; 1/2K)$$

$$W(j_c J_B j'_c J_B ; J_f K) \times Q_K P_K(\cos\theta_c) \tag{4.2}$$

avec $K \leq \min[2J_B, \max(2\ell_c), \max(2j_c)]$, $|J_B - J_f| \leq j_c \leq |J_B + J_f|$ et Q_K sont les coefficients d'atténuation introduits par l'angle solide fini (Ω_c) utilisé pour la détection de la particule c. Les programmes d'ordinateur CORPAR [27] et GRILLE3 [28] ont été successivement utilisés pour analyser les corrélations angulaires expérimentales en utilisant l'équation (4.2). Les propriétés générales de l'expression (4.2) sont les suivantes :

- Pour la corrélation angulaire vers l'état fondamental de la cible $J_f = J_A = 0$ les seuls paramètres de l'analyse sont le rapport des paramètres de population $P_{\frac{3}{2}}$ et le rapport d'embranchement $\Gamma_p(0^+)/\Gamma$ de la largeur partielle vers l'état fondamental à la largeur totale de la R.I.A. L'analyse en moindre carrés des points expérimentaux permet de limiter le spin de la R.I.A à deux et plus exceptionnellement trois valeurs de manière

indépendante du modèle pour décrire la formation de ce niveau. Le coefficient constant donne une mesure du rapport d'embranchement à l'état fondamental de la cible $A_o = \Gamma_p(0^+)/\Gamma$. Enfin le rapport $P_{\frac{3}{2}}$ est déduit de l'analyse pour chaque valeur du spin J de la R.I.A donnant un χ^2 minimum entre la courbe théorique et les points expérimentaux. Une valeur unique de J de l'état analogue peut être obtenue si l'on compare les valeurs expérimentales de $P_{\frac{3}{2}}$ à celles calculées dans le cadre de la théorie DWBA des réactions directes (hypothèses sur le mécanisme de la réaction). Nous discuterons ce point important plus loin. La forme théorique des corrélations angulaires $J_B \to 0^+$ pour $P_{\frac{3}{2}} = 0$ est montré dans la figure 9.

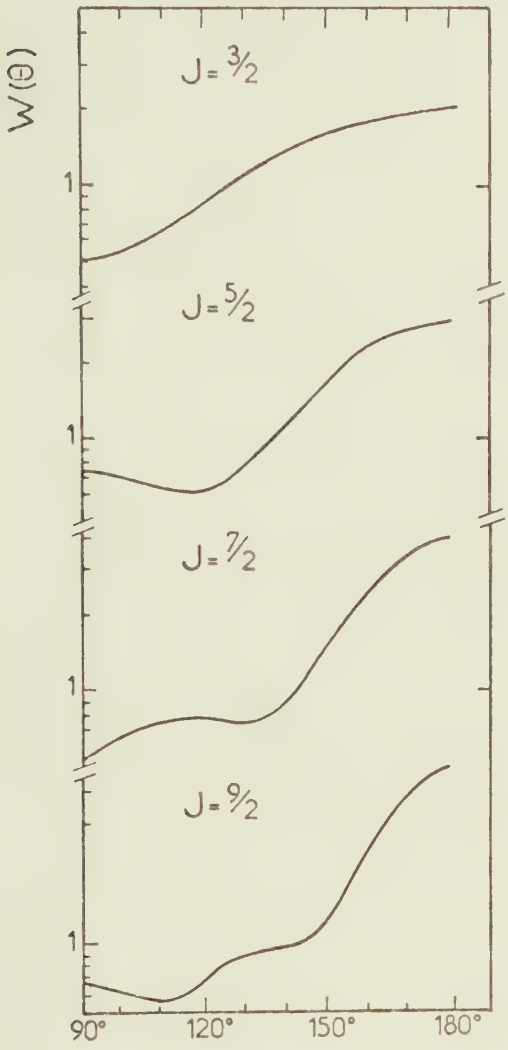


Figure 9

- Les corrélations angulaires vers les états excités de la cible vont faire intervenir des largeurs partielles $\Gamma_{\ell_c j_c}$ d'émission de la R.I.A. Les paramètres de population sont fixés dans l'analyse à la valeur obtenue dans l'analyse de la corrélation angulaire vers l'état fondamental. Le coefficient constant A_o est dans ce cas égal au rapport de la somme des largeurs partielles inélastiques à la largeur totale du niveau $A_o = \Sigma \Gamma_{p'}/\Gamma$. L'analyse permet d'obtenir dans le cas d'une transition :

$$J_B \xrightarrow{\substack{\ell_c,\ell'_c \\ j_c,j'_c}} J_f$$

les grandeurs $\Gamma_{\ell_c j_c}/\Gamma$ et $\Gamma_{\ell'_c j'_c}/\Gamma$ qui vont caractériser l'orbite du modèle en couche qui intervient dans la désintégration de la R.I.A. L'équation (3.4) dépend du produit $\Gamma_{\ell_c j_c}\ \Gamma_{\ell'_c j'_c}$ et donc donnera généralement plusieurs solutions dont une seule représentera la réalité physique.

Revenons un moment sur la signification physique des paramètres de population. Dans le cas d'un système à symétrie sphérique, ils sont définis comme les éléments diagonaux de la matrice densité de l'état J_B. Dans la réf.II de ce travail, une expression de ces paramètres de population $P(M_B)$ est donnée pour le cas d'une réaction (^{3}He,d) sur une cible 0^+. Cette expression peut se déduire simplement de l'expression générale de la matrice densité $\rho_{M_B M_B}$ décrivant l'assemblée de noyaux B* de spin J_B [22] (voir Appendice I) dans le cadre de la théorie DWBA des réactions directes.

L'expression obtenue s'écrit :

$$P(M_B) \equiv \langle M_B|\rho|M_B\rangle = (2J_B+1)\ |A_{\ell s J_B}|^2 \sum_{m_a m_b} |\beta_{s J_B}^{\ell o m_b m_a}|^2 \qquad (4.3)$$

où les $A_{\ell sj}$ et les $\beta_{sJ_B}^{\ell o m_a m_b}$ sont les amplitudes spectroscopiques et les amplitudes réduites de la transition $A_{J_A=0}(^3He,d)B_{J_B}^{**}$. Le rapport $P_{\frac{3}{2}}$ des paramètres de population dans ce cas où $m_a = m_{^3He} = \pm 1/2$ et $m_b = m_d = 0,\pm 1$ et $|M_B| = |m_a - m_b| = 1/2$ ou $3/2$ s'écrit :

$$P_{\frac{3}{2}}(DWBA) = \frac{P(M_B=3/2)}{P(M_B=1/2)+P(M_B=3/2)} = \frac{|\beta_{1/2\,J_B}^{\ell o\,1\,1/2}(0°)|^2}{|\beta_{1/2\,J_B}^{\ell oo1/2}(0°)|^2+|\beta_{1/2\,J_B}^{\ell o-1\,1/2}(0°)|^2+|\beta_{1/2\,J_B}^{\ell o-1-1/2}(0°)|^2} \qquad (4.4)$$

Cette expression simple peut être calculée à partir des sorties intermédiaires du programme d'ordinateur VENUS. Une étude systématique de l'influence des paramètres optiques utilisés dans un calcul DWBA sur la valeur des amplitudes de transitions réduites a été entreprise. On peut en tirer trois conclusions générales :

1) En l'absence de potentiel spin orbite dans les voies d'entrée et de sortie, on obtient : $P_{\frac{3}{2}}(DWBA) = 0$ (voir Appendice I).

2) Dans tous les cas, ce rapport était largement indépendant des modèles optiques utilisés et les valeurs de P étaient toujours comprises entre 10^{-3} et 10^{-6}. Cela signifie simplement que la réaction (^{3}He,d) à 25 MeV d'énergie incidente procède par le transfert direct d'un proton (s=1/2) et dès lors qu'à 0° seul le sous état magnétique $|M_B| = 1/2$ est peuplé.

3) Dans l'analyse des corrélations angulaires expérimentales, les valeurs de $P_{\frac{3}{2}}$ obtenues (voir réf.II,III,IV) pour une hypothèse de spin déterminé, doivent être faibles et leur écart par rapport à la valeur théorique ne s'explique que par une contamination d'un sous état magnétique plus élevé ($M_B = \pm 3/2$) dûe à l'ouverture finie du système de détection à 0°. Cette contamination a été estimée dans notre travail comme équivalente à celle introduite par une ouverture angulaire moyenne $\xi = 6°$ de l'ordre de $P_\Omega(\ell) = \ell(\ell+1)\,\xi^2/2$ [19] où ℓ est le moment orbital du proton transféré. Cette approximation donne un accord général assez bon si l'on compare les valeurs expérimentales de $P_{\frac{3}{2}}$ déduites de l'analyse et celles estimées de $P_\Omega(\ell)$. Cette comparaison s'est révélée être un moyen privilégié qui a permis, sur la base du mécanisme de réaction, de distinguer entre les valeurs possibles de spin du niveau final $J_B = \ell \pm 1/2$ qui résulte de l'analyse DWBA des réactions (^{3}He,d).

Au regard des résultats obtenus pour le spin des niveaux peuplés dans la réaction (^{3}He,d) sur les cibles de ^{48,50}Ti (réf.II), ^{52}Cr (réf.V) et ^{58}Ni (réf.III), nous pouvons conclure que l'étude des réactions (^{3}He,d) et (^{3}He,dp) donne des résultats équivalents à une mesure de polarisation et par là même comparables aux résultats déduits de l'analyse des réactions de stripping (d,p) utilisant un faisceau incident polarisé.

II.5. Caractéristiques de la réaction (^{3}He,dp̃) en géométrie II de Litherland et Ferguson.

Les paragraphes précédents ont montré l'intérêt de peupler ces niveaux au moyen de la réaction (^{3}He,d) : sections efficaces importantes pour les R.I.A de ℓ élevé, facteur spectroscopique, largeur proton.

Le formalisme des corrélations angulaires part-part en géométrie II souligne la simplification apportée à l'analyse des résultats expérimentaux (détection à 0° ou la section efficace est maximum) et les nombreux résultats qui peuvent être obtenus (spin, rapport d'embranchement protons pour les voies élastique et inélastiques) dans ce type d'étude .

Les réactions (^{3}He,dp̃) ont été étudiées à 25.5 MeV d'énergie incidente sur les cibles de ^{48}Ca (réf.I) et de ^{48,50}Ti (réf.II). Cette même étude a été faite à 24 MeV sur les cibles de ^{58}Ni (réf.III) et de ^{52}Cr (réf.IV et V). Le faisceau d'^{3}He était fourni par l'accélérateur Van de Graaff Tandem MP de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Nous discuterons dans ce paragraphe :

1) de dispositif expérimental employé lors de l'étude des réactions citées plus haut ;

2) de caractéristiques particulières de la réaction (^{3}He,dp̃) en géométrie II de Litherland et Ferguson, de ses qualités et de ses limitations.

II.5.1. Le dispositif expérimental.

Nous avons souligné, à divers endroits dans ce travail, les avantages offerts par la détection des deutons autour de la direction incidente du faisceau.

Ce système de détection est constitué par un triplet de lentilles quadrupolaires dont les propriétés de filtre en $B\rho = mv/Ze$ ont été décrites en détail dans un précédent article [29]. Nous en rappellerons brièvement ici le principe de fonctionnement et les caractéristiques essentielles. La figure 10 montre l'ensemble du spectromètre ainsi que l'enveloppe de la trajectoire des particules incidentes jusqu'à la cible. Le faisceau focalisé sur la cible est arrêté dans une cage de Faraday (demi angle d'ouverture 1°) placé à l'entrée du système. Les particules secondaires (ici les deutons) émises à l'avant dans un cône d'ouverture angulaire de 2.5° dans le plan horizontal et 8°8 dans le plan vertical sont focalisées par le spectromètre sur une jonction Si a barrière de surface de 2000 µm d'épaisseur et de 300 mm^2 de surface. La distance cible détecteur détermine compte tenu de la largeur des entrefers des quadrupoles les caractéristiques principales du système :

a) Le $B\rho_{max}$ est de 0.89 Txm (deutons de 19 MeV, α de 38 MeV) à la distance la plus proche.

b) L'angle solide maximum est de 20 msr.

c) La courbe de transmission au pouvoir filtrant du système est mesurée par la variation de l'angle solide en fonction du rapport $B\rho/B\rho_o$ où $B\rho_o$ est la rigidité magnétique correspondant à un angle solide maximum. La bande passante du filtre est limitée généralement à ±20% autour de la valeur

centrale et correspondant à un angle solide voisin de zéro dès qu'on s'éloigne quelque peu de ces bornes. L'angle solide utilisé était de 18 ou 11 msr.

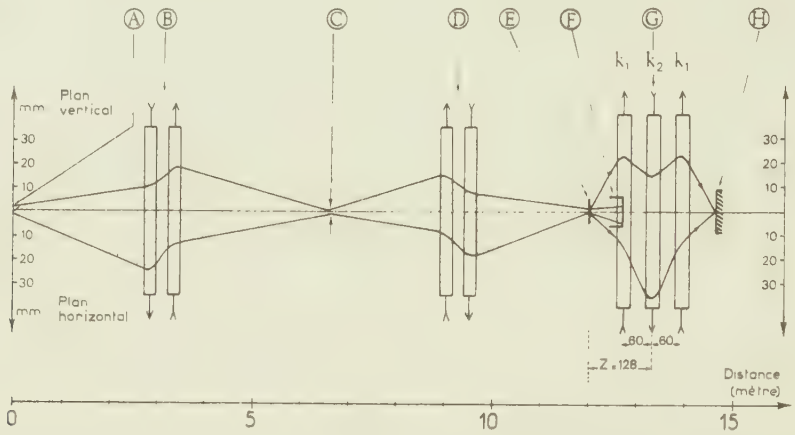


Fig. 10 Triplet magnétique dans sa position la plus rapprochée $Z = 128$ cm, et structure du faisceau incident sur la cible. A = 1er point de focalisation derrière le mur de la salle. B = 1er doublet de ligne. C = point de focalisation intermédiaire; système de lèvres horizontales et verticales. D = 2e doublet de ligne. E = cible ∅ 10 mm; taille de l'image 1 mm × 2 mm. F = cage de Faraday. G = triplet magnétique de détection à zéro degré. H = détecteur $S = 300$ mm².

d) Enfin le pouvoir séparateur en énergie est donné par le détecteur au Si. Elle était globalement de 45 keV pour des particules d'énergies comprises entre 15 et 35 MeV. Le pouvoir séparateur en Bρ permet de distinguer sans problème les différentes particules légères (p(α),d,t,^{3}He).

La figure 11 montre le spectre de deutons obtenus à θ = 0° pour la réaction ^{58}Ni(^{3}He,d) à l'aide de ce système. Le taux de comptage était typi-

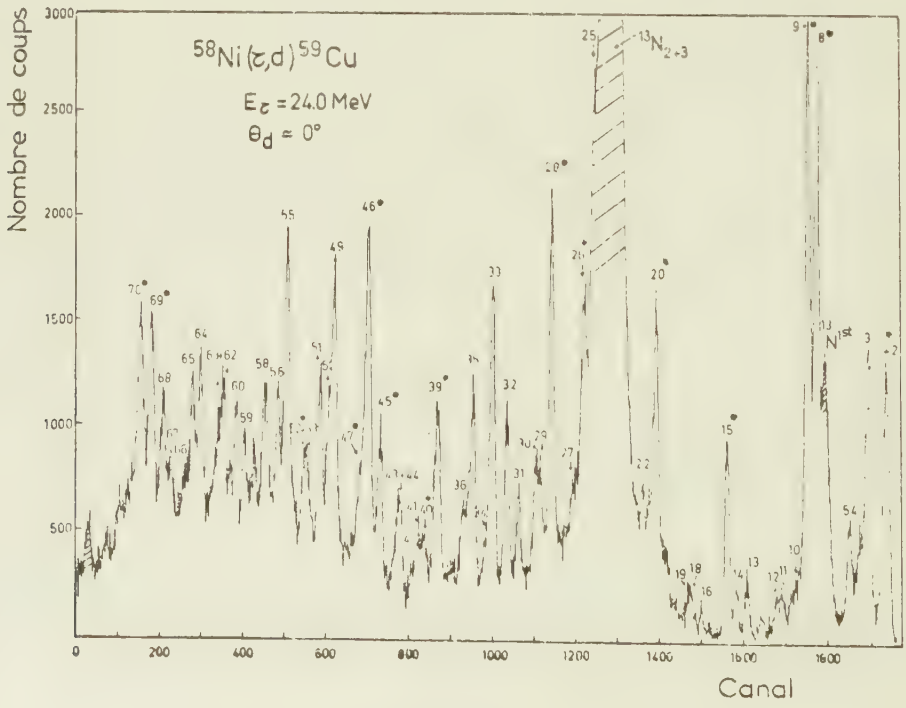


Figure 11

quement inférieur à 10 000 cp/s pour une cible de 300 µg/cm² et une intensité de 0.4 µA pour une valeur de Bρ égale à 1,15 fois celle correspondant à la diffusion élastique.

La deuxième partie du dispositif expérimental était constitué d'une chambre à réaction utilisée pour la détection des particules secondaires (protons) émises en coïncidence avec les deutons observés autour de 0°. Un plateau tournant supportait 3 à 4 détecteurs de Si(Li) de 150 mm² de surface et 1500 µm d'épaisseur. L'angle solide était de 20 à 30 msr (selon les expériences) et les distributions angulaires en coïncidence étaient mesurées entre 167° et 80°. Le taux de comptage dans ces détecteurs était élevé (de 15000 à 25000 cp/s) malgré un système de diaphragmes anti diffusion et un ensemble d'aimants permanents placés devant le compteur pour réduire au maximum le fond à basse énergie (E < 0.5 MeV). De ce fait, la résolution en énergie dans la voie proton était comprise entre 80 et 110 keV. Cependant, compte tenu de l'énergie d'excitation des premiers niveaux dans les noyaux pair-pair de la couche f-p (≥ 1 MeV), cette résolution était tout à fait suffisante.

Le schéma du dispositif électronique est présenté dans la fig.12. Chaque voie $\tilde{p}$ et la voie à 0° possède 2 circuits (linéaire et rapide) de mise en forme et de sélection en énergie. Les voies rapides $\tilde{p}$ mélangées et convenablement retardées servent de signal STOP à un convertisseur temps-amplitude (CTA) dont le START est donné par la voie 0°. Le spectre temps $T_{d-\tilde{p}}$ est alors obtenu. Ce signal en coïncidence lente avec les sélections en énergies sur les voies linéaires donnera l'ordre d'ouverture des portes linéaires $E_d(0°)$, $E_{\tilde{p}}$ et $T_{d-\tilde{p}}$. Les trois informations E_d, $E_{\tilde{p}}$, $T_{d-\tilde{p}}$ analysées sont envoyées par l'intermédiaire du coupleur CI32 et d'un coupleur d'entrée sur l'ordinateur T1600. Les mots E_d, $E_{\tilde{p}}$, $T_{d-\tilde{p}}$ et J_i (numéro de la jonction touchée) étaient stockés en vrac sur une bande magnétique et traités d'autre part pour un contrôle en ligne de l'expérience. La première étape d'analyse des résultats expérimentaux a été constituée sur bande magnétique des matrices bidimensionnelles E_d-$E_{\tilde{p}}(\theta)$ (classement) au moyen du programme LBM écrit pour l'UNIVAC 1110 d'Orsay. Dans un deuxième temps, ces matrices sont stockées sur une zone de disque auprès de l'IBM 360-75 du Service ARIEL de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Des exemples de ces spectres à deux dimensions sont donnés dans les réf.II, III et IV.

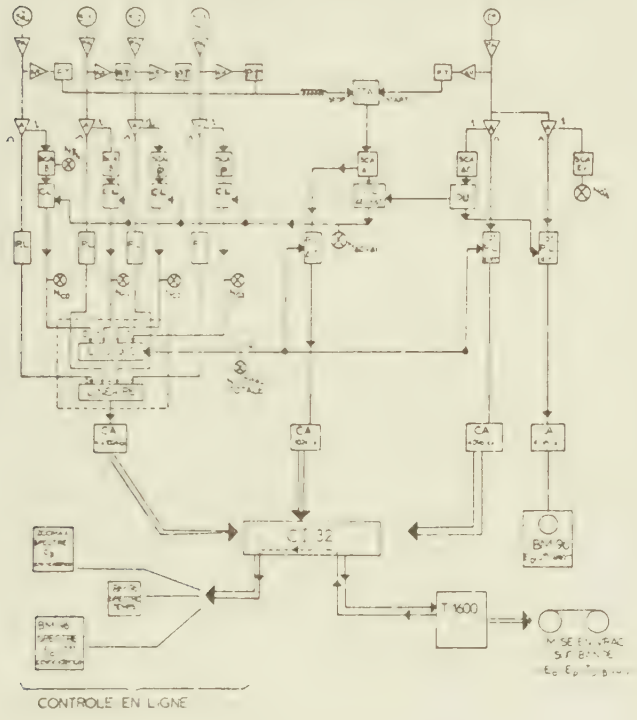


Figure 12

On observe très clairement dans ces figures des lignes cinématiques associées aux réactions séquentielles $A(^3He,d\tilde{p})A$ ou A^*. Ces lignes sont parallèles et distantes d'une quantité proportionnelle à l'énergie d'excitation du niveau. De plus, les événements associés aux réactions

$^{12}C(^3He,d\tilde{p})^{12}C$ et $^{16}O(^3He,d\tilde{p})$ sont souvent observés dans ces spectres et sont aisément identifiables à cause de la pente différente de leur ligne cinétmatique.

Finalement chaucne des droites cinématiques associées à l'émission de proton vers les niveaux 0^+, 2^+, 3^-, 4^+ etc... de la cible est projetée sur l'axe E_d pour chaque angle θ_p et la quantité $N_i(\theta_p)$ est extraite de ces spectres à une dimension (i désigne le $i^{ème}$ niveau de la cible).

II.5.2. Qualités et limitations de la méthode.

Dans le cas d'une réaction du type $(^3He,d\tilde{p})$ à cause des largeurs relativement étroites ($\Gamma \lesssim 30$ keV) des niveaux étudiés, on peut négliger le break-up de l'^3He sur la cible et admettre que le processus observé est séquentiel quand le temps d'interaction de la réaction directe est beaucoup plus petit que le temps de la vie de la R.I.A.

Dans ce cas, la section efficace totale pour la réation séquentielle $A(^3He,d)B^* \rightarrow p_i + A$ ou A^*, $\sigma(^3He,d\tilde{p}_i)$ peut s'écrire :

$$\sigma(^3He,d\tilde{p}_i) = \tilde{\Gamma}p_i/\Gamma \; \sigma(^3He,d) \qquad (5.1)$$

où $\sigma(^3He,d)$ est la section efficace totale de formation de la R.I.A et Γ_{p_i}, Γ respectivement la largeur partielle de désintégration vers le niveau i de la cible et la largeur totale de l'état analogue.

Appliquons la relation (5.1) à la géométrie II de Litherland et Ferguson :

$$\int_{\Omega_d}\int_{\Omega_p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_d\, d\Omega_p}(^3He,d\tilde{p}_i) = \tilde{\Gamma}p_i/\Gamma \int_{\Omega_p}\int_{\Omega_d} d\sigma/d\Omega_d(^3He,d)W(\theta_p,\theta_d,\varphi) \qquad (5.2)$$

où $W(\theta_p,\theta_d,\varphi)$ est la fonction de corrélation entre le deuton émis à l'angle θ_d et le proton détecté en coïncidence à (θ_p,φ) dont l'expression générale a été rappelée dans le paragraphe II.3.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_d d\Omega_p}(^3He,d\tilde{p}_i) = \frac{Np_i(\theta_p,\theta_d,\varphi)}{N_i \times e \times \Omega_p \times \Omega_d} \qquad (5.3)$$

où Ω_p et Ω_d sont les angles solides de détecteur du deuton et du proton, N_i le nombre de particules incidentes par unité de temps, e le nombre de noyaux cible par cm^2 et $N_{p_i}(\theta_d,\theta_p,\varphi)$ le nombre de protons émis en coïncidence dans la direction Ω_p. De plus, si $N_d(\theta_d)$ est le nombre de deutons directs émis à l'angle θ_p on a :

$$(d\sigma/d\Omega)_{\theta_d}(^3He,d) = \frac{N_d(\theta_d)}{N_i \times e \times \Omega_d} \qquad (5.4)$$

en utilisant les relations (5.2), (5.3) et (5.4), on peut écrire :

$$N_{p_i}(\theta_p,\theta_d,\varphi) = \tilde{\Gamma}_{p_i}/\Gamma \; [N_d(\theta_d) \times \Omega_p \times W(\theta_d,\theta_p,\varphi)] \qquad (5.5)$$

en géométrie II de Litherland et Ferguson, nous avons vu que $W(\theta_d,\theta_p,\varphi)$ s'écrit (§II.4) :

$$W(\theta_p) = \sum_{K=0(K\,pair)}^{K_{max}} A_K\, P_K(\cos\theta_p) \qquad \text{avec} \quad A_o = 1$$

l'équation (5.5) devient :

$$N_{p_i}(\theta_p) = \tilde{\Gamma}_{p_i}/\Gamma \; [N_d(0°)\; \Omega_p/4\pi\; W(\theta_p)] \tag{5.6}$$

C'est cette équation qui résume toute la méthode. Le rapport de nombre de coups en coïncidence au nombre de coups direct à un facteur géométrique près caractérise la corrélation angulaire définie au § II.4 et dont les propriétés ont été développées précédemment (caractéristiques du spin J de l'état émetteur, coefficient A_o égal au rapport d'embranchement etc...).

Il nous faut ici introduire une distinction entre la largeur d'émission vers le fondamental $\tilde{\Gamma}_p(0^+)$ déduite d'une expérience (^{3}He,d$\tilde{p}$) et la largeur partielle élastique $^p\Gamma_p$ de l'état analogue dont le rapport a une largeur à une particule $S_p = \Gamma_p/\Gamma_{s.p}$ mesure l'amplitude du couplage d'un neutron à l'état fondamental de la cible dans la fonction d'onde de l'état parent.

En effet, la largeur totale de l'état analogue Γ_T n'est pas égale à la somme des largeurs partielles permises d'isospin $\sum_i \Gamma_{p_i}$ mais obéit à la relation :

$$\Gamma_T = \sum_i \Gamma_{p_i} + W_o \tag{5.7}$$

où W_o est la largeur d'étalement ("spreading width") de la R.I.A et rend compte du mélange de la R.I.A avec les états $T_<$ voisins (si la densité de ces états $T_<$ est grande dans une région de largeur Γ). En d'autres termes, la fonction d'onde de l'état analogue $|\lambda\rangle$ n'est pas un état propre de l'hamiltonien $\mathcal{H} = \mathcal{H}_o + h$ totale du système p+C à cause de la présence dans cet hamiltonien de termes h qui ne conservent pas l'isospin (en particulier le potentiel coulombien). Appelons Ψ les états normaux d'isospin $T_<$ qui sont des états propres de $\mathcal{H}$, on peut définir la largeur d'étalement de l'état analogue par la relation [30] :

$$W_o = 2\pi\, \overline{\langle\Psi|h|\lambda\rangle^2}\; \rho_\Psi(A,E,J) \tag{5.8}$$

où $\rho(A,E,J)$ est la densité d'états Ψ de configuration compliquée de même spin que la R.I.A à l'énergie d'excitation $E \simeq E(R.I.A)$ dans le noyau final. Le relation que l'on peut alors établir entre les largeurs de voie $\tilde{\Gamma}_p(0^+)$ mesurées dans une expression du type (^{3}He,d$\tilde{p}$) et la largeur partielle Γ_p de l'état analogue peut s'écrire [31] :

$$\tilde{\Gamma}_p(0^+) = \Gamma_p + P_{p_o}\, W_o$$

où P_{p_o} est la probabilité de désintégration des états normaux dans la voie p_o. Si les voies d'émission neutrons sont ouvertes, la décroissance des états

normaux $T_<$ va se faire préférentiellement suivant ces modes et P_{p_o} devient très petit. Ceci a été montré pour des R.I.A $2p_{\frac{3}{2}}$, $1f_{\frac{5}{2}}$ et $1g_{\frac{9}{2}}$ dans le ^{49}Sc (voir réf.I) où on a observé que $\tilde{\Gamma}_p(0^+) = \Gamma_p$.

Pour les voies inélastiques nous avons toujours $\tilde{\Gamma}_{p'} = \Gamma_{p'}$, car quand la contribution due à la réaction directe (p,p') est négligeable là encore P_{p_o} est très petit. Rappelons ici que dans une expérience (^3He,d$\tilde{p}$) seule la mesure du rapport d'embranchement $\tilde{\Gamma}_{p_i}/\Gamma$ est extraite de l'analyse mais pas la largeur partielle absolue $\tilde{\Gamma}(p_i)$ qui seule renferme l'information spectroscopique. Pour extraire cette information,nous avons utilisé la relation entre le facteur spectroscopique et la largeur partielle élastique Γ_p pour en tirer $\Gamma_p = S^> \Gamma_{s.p}$ (voir paragraphe II.2). De plus, la mesure du rapport d'embranchement $\tilde{\Gamma}_p(0^+)/\tilde{\Gamma}_p(i)$ nous permettra alors de mesurer la largeur partielle inélastique à condition que l'identité $\Gamma_p = \tilde{\Gamma}_p(0^+)$ soit valable c'est-à-dire que les voies d'émission neutrons sont ouvertes (cas de l'analyse des R.I.A dans le ^{49}Sc et ^{51}V).

A défaut de pouvoir justifier cette identité, les largeurs partielles inélastiques ne sont obtenues que si l'on connaît la largeur totale Γ de ces niveaux ce qui n'était pas le cas. C'est une des limitations de la méthode, limitation qui ne s'applique qu'aux R.I.A liés par rapport à l'émission de neutrons et dont la largeur totale ($\Gamma < 15$ keV) ne peut se mesurer au moyen d'un spectromètre à haute résolution (type split-pole). Ce problème ne se pose plus dès qu'on étudie les R.I.A dans les noyaux de la couche N=50 où les largeurs totales sont plus élevées. Pour mémoire, nous avons résumé dans le tableau III les largeurs totales des R.I.A dans différentes régions de la table de masse. Dans le cas des niveaux analogues dans le ^{53}Mn et le ^{59}Cu seuls sont ouvertes les voies protons (0^+, 2^+, etc...) et on ne peut alors obtenir les quantités $\Sigma \Gamma_{p'}$ sans justifier l'approximation $\tilde{\Gamma}_p(0^+) \simeq \Gamma_p$ (c'est-à-dire $W_o << \Gamma_p$).

Tableau III.

A	Γ (keV)
50 (Ca-Ni)	0.1 à 10
90 (Zr)	20-70
140 (Ba-Sm)	60-100
208 (Pb)	~ 250

Les divers facteurs intervenant dans la largeur d'étalement de l'état analogue ont été examinés dans l'appendice B de ce travail. La séparation de cette quantité en largeur due au mélange interne W_o^{int} (mélange aux états de même configuration globale) et en largeur due au mélange externe (à travers la densité de niveaux Ψ à l'énergie E) permet de conclure à la prépondérance du deuxième terme. Le calcul de la densité de niveaux de spin J à l'énergie E, $\rho(A,E,J)$ dans les noyaux de ^{53}Mn et ^{59}Cu montre par ailleurs que l'espacement $D = \rho^{-1}(E,J)$ de ces niveaux (de 1 à 10 keV) est très grand devant la largeur Γ_p des R.I.A et nous permet de conclure à un mélange faible et à justifier l'hypothèse faite $\Gamma_p \simeq \tilde{\Gamma}_p(0^+)$. Dans certains cas (niveaux de spin $3/2^-$ ou $1/2^-$ à énergie d'excitation élevée dans le ^{53}Mn) cette approximation devient plus douteuse et la valeur obtenue doit être considérée comme une limite supérieure (voir réf.V).

En conclusion une fois obtenues la force à une particule et la largeur $\Gamma^{\ell J}_{p(i)}$ partielle inélastique pour l'émission d'un proton ℓj vers l'état i de la cible, on peut écrire $S_p = \Gamma_p(0^+)/\Gamma_{sp}$ et $S^{\ell J}_{pp'} = \dfrac{\Gamma^{\ell J}_{p'}(i)}{\Gamma^{\ell J}_{sp}(i)}$. C'est ainsi que sont obtenues les composantes de couplage aux états excités du coeur.

III. DISCUSSION ET INTERPRETATION

L'ensemble de nos résultats ont été discutés noyau par noyau dans les publications I-V. Il est préférable de présenter dans les lignes qui suivent cet ensemble sous la forme d'une systématique qui donne les tendances générales de la structure des niveaux à forte composante à une particule au fur et à mesure du remplissage en protons de la couche $f_{\frac{7}{2}}$ ($^{49}_{21}Sc$ au $^{59}_{29}Cu_{31}$).

La discussion portera d'abord sur les R.I.A $2p_{\frac{3}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}}$ qui avaient été pour la plupart identifiés lors d'études antérieures (réactions (p,p) et (p,γ)) mais pour lesquels ce travail apporte parfois des renseignements nouveaux sur la fragmentation de ces niveaux et sur les composantes nucléon+coeur excité de leur f.o. Dès l'introduction de ce travail, nous avons mis l'accent sur la mise en évidence dans ces noyaux des R.I.A correspondant aux orbitales neutroniques $1f_{\frac{5}{2}}$ et $1g_{\frac{9}{2}}$ peu ou pas étudiées précédemment. La force à une particule déduite de l'analyse DWBA de la réaction (^{3}He,d) permettra de tester la cohérence des facteurs spectroscopiques par comparaison à la réaction (d,p) généralement étudiée à basse énergie ($E \leq 10$ MeV) dans de mauvaises conditions d'adaptation des moments angulaires dans les voies d'entrée et de sortie. Dans tous les noyaux l'observation de la transition vers le premier niveau 2^+ de la cible permet généralement de mesurer l'amplitude d'une telle configuration dans la fonction d'onde de l'état parent. De plus quelques fragments de la force $2d_{\frac{5}{2}}$ ont aussi été observés et sont caractérisés par des amplitudes de couplage au premier niveau 2^+ du coeur plus importantes que leur force à une particule. L'ensemble de ces résultats seront comparés aux travaux théoriques existants dans le cadre d'un modèle de couplage faible.

III.1. Résonances Isobariques Analogues $2p_{\frac{3}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}}$.

L'analogue du fondamental des noyaux de ^{49}Ca, ^{51}Ti($2p_{\frac{3}{2}}$) avait été observé comme une résonance dans l'étude de réactions (p,p) et (p,γ) sur des cibles de ^{48}Ca et ^{50}Ti. Une étude détaillée des fonctions d'excitation avait montré que cette résonance était composée de plusieurs niveaux révélant la structure fine de l'état analogue dû au mélange externe avec les états du continu (voir appendice B). L'amplitude de la configuration à une particule mesurée pour la première fois dans ce travail au moyen d'une réaction de transfert est très forte (60 à 90%) (réf.I et II) et est en excellent accord pour ces deux niveaux ℓ=1 avec les valeurs de S_{dp}.

En ce qui concerne l'analogue de l'état fondamental du ^{53}Cr et ^{59}Ni il n'a pu être observé en diffusion élastique résonnante à cause de la faible pénétrabilité des protons dans la voie d'entrée ($E_p \simeq 0.4$ MeV) mais a été peuplé dans les réactions $^{53}Cr(^3He,t)^{53}Mn$, $^{52}Cr(^3He,d)^{53}Mn$ et $^{58}Ni(^3He,d)^{59}Cu$. L'amplitude de la composante à une particule très importante (~ 80 %) (réf.III et IV) mesurée dans ce cas est en très bon accord avec les résultats déduits de la réaction (d,p) sur les mêmes cibles. Pour ces deux niveaux analogues nous avons pu montrer qu'ils se désexcitaient essentiellement par émission γ ($\Gamma_p/\Gamma < 1\%$). De plus l'analogue de l'état fondamental du ^{59}Ni est en fait constitué d'un doublet ($\Delta E_{12} = 20$ keV). Il s'agit d'un exemple assez rare de fragmentation d'état analogue quasi-lié dans une région où la densité de niveaux est faible. Le même phénomène a été observé pour l'état analogue du fondamental de ^{55}Fe dans une étude récente [38] de la réaction $^{54}Fe(^3He,d)^{55}Co$. Dans le ^{55}Co la R.I.A $2p_{\frac{3}{2}}$ est liée par rapport à l'émission de particules et apparaît aussi comme un doublet dont les deux membres sont séparés d'environ 20 keV. Il n'y a, à notre connaissance, que deux exemples où l'on a observé la fragmentation d'un niveau analogue lié et il est intéressant de noter qu'il s'agit de noyaux voisins le ^{56}Co et le ^{58}Co [35]. Ceci peut être considéré comme un exemple pur de "structure fine" où les effets dus à l'émission normale de particules chargées sont absents. Nous sommes dans un cas où l'on peut écrire $W_o \simeq 0$ (pas de mélange externe) et $D = \rho^{-1}(A,E,J) >> \Gamma_p$.

Il serait très intéressant de refaire l'expérience $^{52}Cr(^3He,d)^{53}Mn$ à une énergie incidente de 18 MeV pour peupler l'analogue du fondamental du ^{53}Mn en l'étudiant avec une résolution de l'ordre de 10 keV pour voir si ce niveau (qui doit être dans des conditions de mélange comparables à celle observée dans le ^{59}Cu) est constitué d'un doublet encore plus proche. Enfin pour terminer cette revue des propriétés $2p_{\frac{3}{2}}$, signalons que nous avons observés 2 R.I.A $2p_{\frac{3}{2}}$ dans le ^{53}Mn et 4 niveaux analogues $J^\pi=3/2^-$ dans le ^{59}Cu alors que dans le ^{49}Sc et ^{51}V seule la R.I.A correspondant à l'état fondamental du noyau parent contenait l'ensemble de la force à une particule. Cette fragmentation peut s'expliquer dans un modèle de couplage faible où l'on couple l'extra nucléon $p_{\frac{3}{2}}$ ou $p_{\frac{1}{2}}$ aux états collectifs de coeur 2^+, 3^-, 4^+. Nous reviendrons sur cette description dans le prochain paragraphe.

Pour les R.I.A $2p_{\frac{1}{2}}$ dans les noyaux de la couche f-p, on peut faire les mêmes remarques (exception faite de la structure fine). Là encore, la première R.I.A $J^\pi=1/2^-$ est un niveau à très forte composante à une particule (100 à 60% quand on passe du ^{49}Sc au ^{59}Cu). L'accord entre les facteurs spectroscopiques S_{dp} et $S^>(^3He,d)$ est en général bon. Notons cependant que la comparaison avec les résultats de la diffusion élastique quand elle existe reste médiocre pour la R.I.A $2p_{\frac{1}{2}}$ dans le ^{51}V. Un seul état analogue $p_{\frac{1}{2}}$ est observé dans le ^{49}Sc et ^{51}V alors qu'on trouve 2 niveaux de spin et parité $J^\pi=1/2^-$ dans le ^{53}Cr et le ^{59}Cu de forces plutôt comparables. Ajoutons à cette systématique que les écarts en énergie entre l'analogue du fondamental et le premier état $J^\pi=1/2^-$ décroît très vite quand on passe du ^{49}Sc (2.00MeV) au ^{59}Cu (0.5 MeV). Cet effet est dû à l'interaction du coeur de protons avec (remplissage de la couche $1f_{\frac{7}{2}}$) la particule célibataire ($p_{\frac{1}{2}}$) dont l'énergie non perturbée correspond au premier niveau excité du ^{49}Ca. Nous avons montré de plus qu'à cause de cet effet les R.I.A $p_{\frac{1}{2}}$ dans le ^{53}Mn et ^{59}Cu ont des largeurs protons très faibles ($< 10^{-3}$eV) et qu'elles se désexcitent à plus de 70% par émission γ ($\Gamma_p << \Gamma_\gamma$). On peut dès lors envisager l'étude d'une réaction $(^3He,d\gamma)$ avec un excellent rapport d'embranchement Γ_γ/Γ pour établir le schéma de désexcitation γ de ces niveaux.

III.2. Résonances Isobariques Analogues $f_{\frac{7}{2}}$ et $g_{\frac{9}{2}}$. Composante de coeur excité dans la fonction d'onde des niveaux parents.

L'ensemble des forces $T_>$ correspondant aux orbitales $1f_{\frac{7}{2}}$ et $1g_{\frac{9}{2}}$ des noyaux de la couche f-p étudiés dans la plupart des cas pour la première fois dans ce travail a été observé. De cette systématique on peut dégager trois points importants :

i) l'évolution de l'énergie d'excitation et du nombre de R.I.A $f_{\frac{5}{2}}$ et $g_{\frac{9}{2}}$ quand on décrit l'ensemble de la couche $1f_{\frac{7}{2}}$

ii) les forces à une particule de ces R.I.A et la cohérence ou non de nos résultats avec ceux obtenus pour les états parents

iii) la mise en évidence de composante de coeur excité (désintégration vers le 2^+ et 3^- dans le cas du ^{49}Sc, vers le 2^+, 4^+ dans le cas du ^{49}V, ^{51}V, ^{53}Mn et ^{59}Cu).

i) L'énergie d'excitation du premier niveau $f_{\frac{5}{2}}$ dans les noyaux étudiés décroît très vite (de 4.00 à 0.5 MeV) entre le système presque pur à une particule que représente le ^{49}Ca et le noyau de ^{51}Ti; ^{53}Cr et ^{59}Ni où le nombre de protons passe de 22 à 28. Cette force $f_{\frac{5}{2}}$ est fractionnée en deux niveaux très proches de composante à une particule très inégale (réf.I) dans le ^{49}Ca, un niveau dans le ^{51}Ti, cinq niveaux au moins dans le ^{53}Cr et dans le ^{59}Ni. La force à une particule $1g_{\frac{9}{2}}$ est très généralement reporté sur un seul ^{2}niveau (40 à 60% sauf pour le ^{59}Ni) et l'énergie de cette configuration ne varie que peu comparativement aux couches $2p_{\frac{1}{2}}$ et $2p_{\frac{3}{2}}$. Remarquons qu'en ce qui concerne ce niveau, il ne représente que 50% de la force $g_{\frac{9}{2}}$ et que le reste devrait être situé à des énergies d'excitation beaucoup plus élevées et par conséquent devient très difficile à mettre en évidence. L'ensemble des considérations du paragraphe précédent et des remarques faites plus haut concernant les énergies d'excitation et le nombre de niveaux p, f ou g est résumé dans la figure 13.

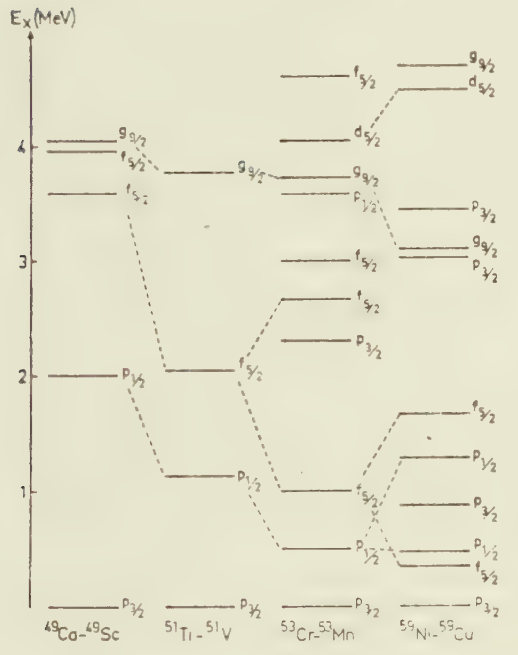


Figure 13

ii) L'accord entre les facteurs spectroscopiques $S^>$ (^{3}He,d) et S_{dp} est de manière générale moins bon que pour les R.I.A $p_{\frac{3}{2}}$ et $p_{\frac{1}{2}}$. Il faut signaler que la comparaison a été faite en utilisant ^{2}les $^{\frac{1}{2}}$ résultats d'une systématique de l'étude de la réaction $(\vec{d},p)$ sur les noyaux pair-pair de la couche f-p à 10 MeV d'énergie incidente [36] ou les mesures portées à la fois sur les sections efficaces et la polarisation [J du niveau

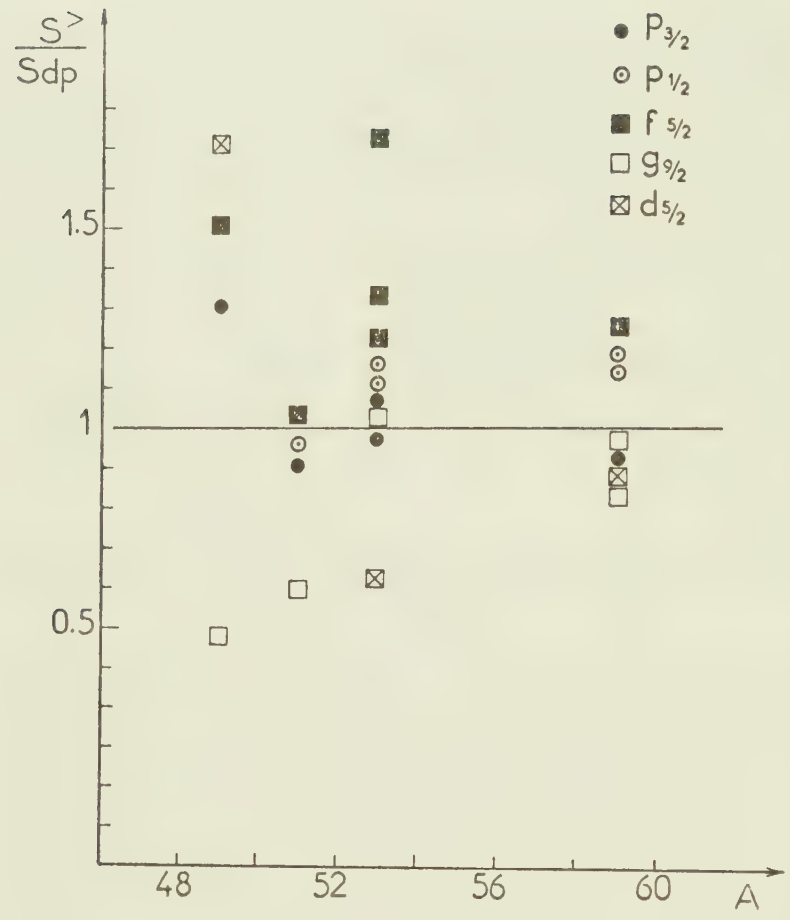


Figure 14

final]. Le rapport $S^{>}(^{3}He,d)/S_{dp}$ est porté pour les différentes orbites du modèle en couches en fonction du nombre de masse de la cible dans la figure 14. Les écarts observés entre les facteurs spectroscopiques neutrons et protons sont en moyenne plus importants pour les $\ell = 2$, 3, 4 que pour les $\ell = 1$. L'explication générale est que les deux réactions ne favorisent pas les mêmes ℓ transférés. La réaction (^{3}He,d) à 25 MeV d'énergie incidente donne une section efficace importante pour $\ell = 1$ de Q pas trop négatif et pour $\ell = 3$, 4 au contraire de Q plus négatif. Dans la réaction (d,p) à 10 MeV sont favorisés les transferts $\ell =$ 1, 2. Il existe un bon recouvrement entre les deux réactions pour les ondes p. Dans ces conditions, on peut conclure que l'étude de la réaction (^{3}He,d) dans ces conditions est non seulement importante pour comparer les forces à une particule entre la paire parent-analogue mais aussi permet d'obtenir directement cette grandeur dans de meilleures conditions d'adaptation pour les ℓ élevés que celles généralement obtenues jusqu'ici dans l'étude des réactions (d,p).

L'observation de transitions associées à la décroissance des R.I.A vers les premiers niveaux excités de la cible permet de mesurer les amplitudes de configurations du type "$n\ell j \otimes 2^{+}$ ou 3^{-} ou 4^{+}" dans la fonction d'onde de l'état parent. Le spectre des niveaux finaux dans les noyaux parents de ^{49}Ca, ^{51}Ti, ^{53}Cr et ^{59}Ni peut être interprété en terme de couplage faible de l'état excité du coeur aux différentes orbitales neutroniques disponibles (p, f, g ou d). Si $E_{n\ell j}$ est le centroïde en énergie de la configuration à une particule et E(I) est l'énergie d'excitation du premier état 2^{+}, 3^{-} ou 4^{+} dans le noyau pair-pair, des multiplets de niveaux de spin J $|I-j| \leq J \leq |I+j|$ vont apparaître à l'énergie $E_J = E_{n\ell j} + E(I)$. A notre connaissance peu de travaux théoriques récents existent sur les noyaux étudiés dans ce travail dans le cadre du schéma de couplage proposé ici. Nous limiterons la comparaison de nos résultats aux calculs de couplage faible pour le ^{49}Ca [37] pour le ^{51}Ti [38] et le ^{53}Cr [39]. Dans tous les cas, ces calculs ne donnent comme résultats que le schéma de niveau et l'amplitude de la configuration à une particule. En ce qui concerne le ^{59}Ni, le schéma de niveau sera comparé aux calculs du modèle en couche de Auerbach [40]. Les résultats sont présentés dans les figures 15 et 16.

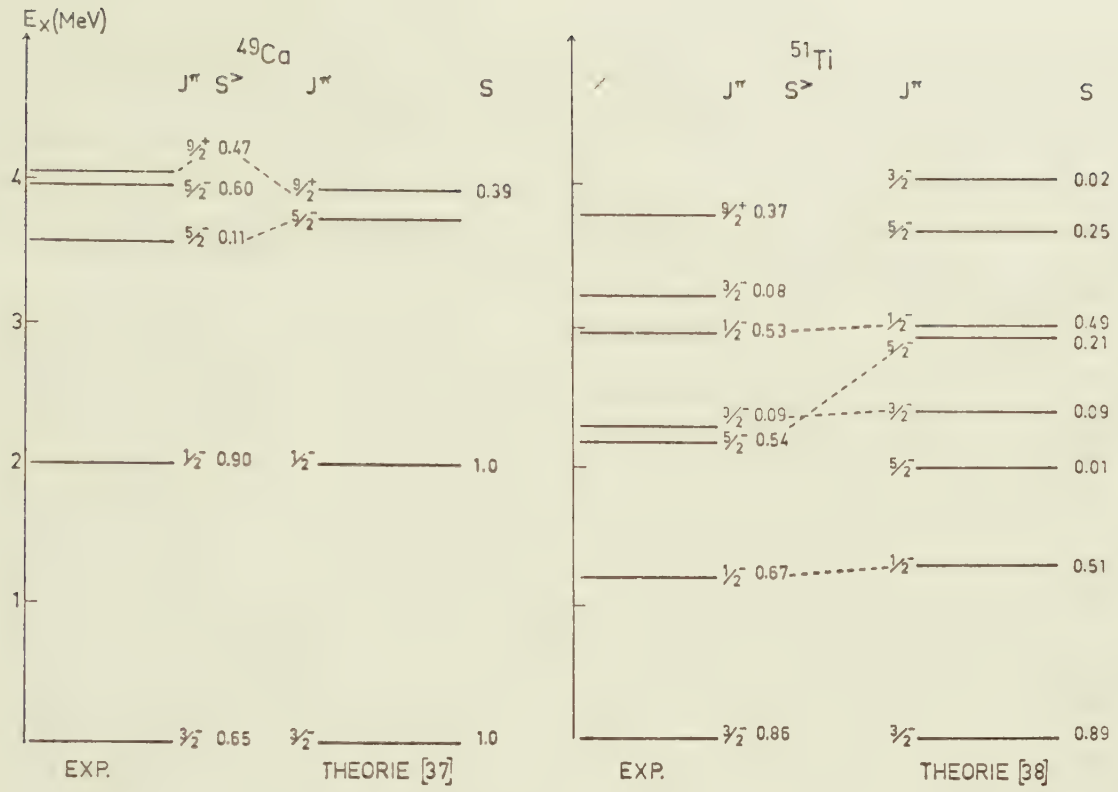


Figure 15

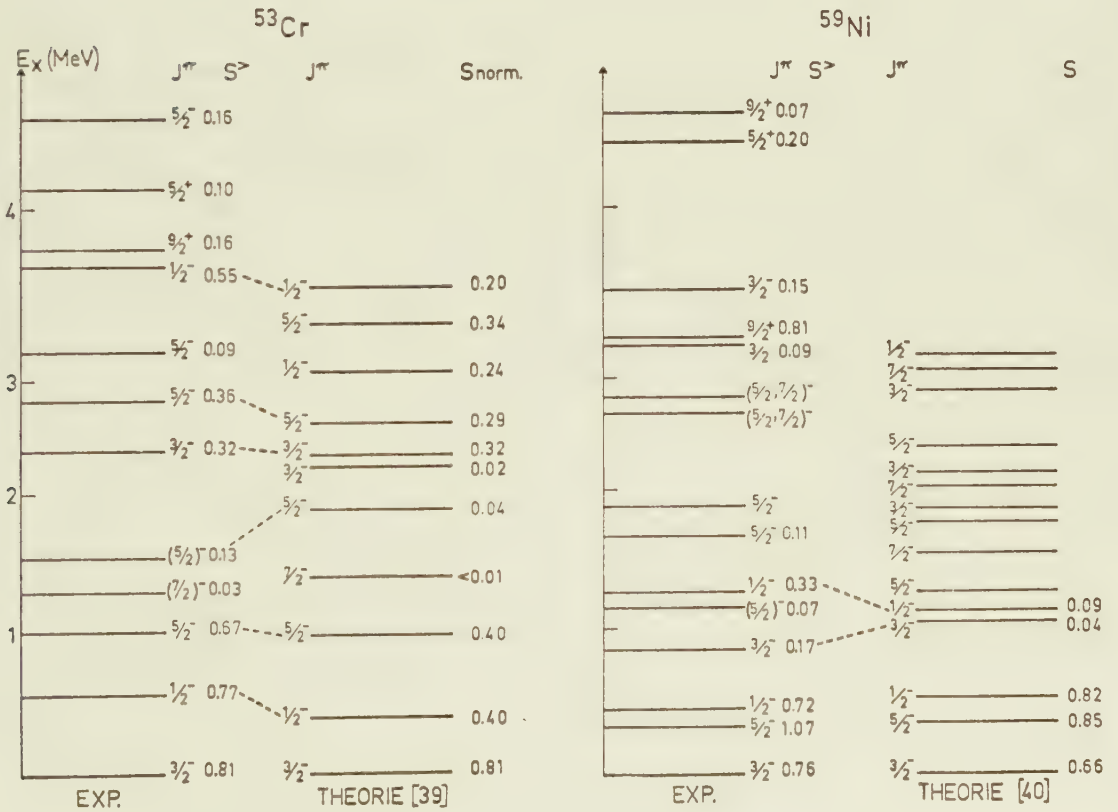


Figure 16

Le calcul de Canada et al. pour le ^{49}Ca reproduit bien les énergies des multiplets de niveaux $[p_{\frac{3}{2}} \otimes 2^+]_{\frac{3}{2}^-, \frac{7}{2}^-}$ et $[p_{\frac{3}{2}} \otimes 3^-]_{\frac{3}{2}^+, \frac{9}{2}^+}$ et le facteur spectroscopique de l'état $g_{\frac{9}{2}}$ mais il n'y a pas dans la réf.[37] de valeurs publiées pour les amplitudes des configurations de coeur excité.

Pour le ^{51}Ti l'accord est bon pour l'énergie et le facteur spectroscopique des niveaux $2p_{\frac{3}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}}$, mais les amplitudes à une particule et de couplage au 2^+ pour le niveau $5/2^-$ à 2.14 MeV sont en désaccord avec le calcul qui reproduit assez mal l'énergie de ce niveau.

Le calcul de Ramavataram pour le ^{53}Cr explique assez bien les premiers niveaux $3/2^-$, $1/2$ et $5/2^-$ et l'accord n'est pas mauvais compte tenu du nombre de configurations mises en jeu ($p_{\frac{3}{2}}$, $p_{\frac{1}{2}}$ et $f_{\frac{5}{2}}$) à plus haute énergie en particulier les fragments importants $p_{\frac{3}{2}}$, $f_{\frac{5}{2}}$ et $p_{\frac{1}{2}}$ respectivement à 2.32, 2.66 et 3.63 MeV sont assez bien reproduits. On ne peut que constater que là encore nos amplitudes de couplage aux niveaux 2^+ et 4^+ du coeur ne peuvent pas être comparés à ce calcul puisque seule la force à une particule que nous avons normalisée à la valeur expérimentale pour l'état fondamental est publiée.

Enfin en ce qui concerne le ^{59}Ni, les calculs étant effectués dans une base de modèle en couches ne prennent en compte que les orbites f-p l'accord n'est satisfaisant que pour les trois premiers niveaux. La remarque générale qui ressort de cette comparaison des spectres expérimentaux et des calculs effectués jusqu'à ce jour est qu'il faut maintenant reprendre ce travail à partir d'une connaissance précise des centroïdes en énergie de chaque orbitale dans chaque noyau en y incluant les couches de parité positive qui n'apparaissent pas dans ces travaux (g,d). Dans le cadre du modèle unifié en incluant les premiers niveaux excités du coeur 2^+, 3^-, 4^+, 0^+ on devrait pouvoir reproduire de manière plus satisfaisante à la fois les énergies et aussi les forces à une particule et les amplitudes de couplage aux états excités du coeur qui peuvent être comparés à présent à des résultats expérimentaux. Le niveau $g_{\frac{9}{2}}$ observé dans tous les noyaux entre 3.5 et 4.0 MeV devrait avoir une composante $(p_{\frac{3}{2}} \otimes 3^-)$ non négligeable si l'on tient compte du fait de l'énergie de la configuration non perturbée est à une énergie supérieure à 5 MeV. Si cette composante a été mise en évidence dans le cas du ^{49}Ca (réf.I), pour les autres noyaux l'émission de protons vers ce niveau 3^- par la R.I.A correspondante n'est énergétiquement pas favorisée ou même permise et donc n'a pu être mesurée dans ce travail. En conclusion, ces composantes de coeur excité dans la fonction d'onde des états parents ont été mises en évidence ; cette composante est souvent faible comparée à la force à une particule (à l'exception des niveaux $2d_{\frac{5}{2}}$). Ces expériences sont donc susceptibles d'apporter une connaissance précise de ce type de couplage dans des noyaux situés près d'une couche fermée en neutrons.

IV. CONCLUSION.

L'ensemble des résultats obtenus sur les états isobariques analogues dans les noyaux de la couche f-p permet d'atteindre des informations spectroscopiques complètes sur les forces à une particule des états de neutrons $2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$, $1f_{\frac{5}{2}}$, $1g_{\frac{9}{2}}$ et $2d_{\frac{5}{2}}$. Nous avons montré que l'étude de la réaction (^{3}He,d) à une énergie incidente correctement choisie permet de peupler avec une forte sélectivité les R.I.A de spin élevé qui ne peuvent être étudiées facilement par les méthodes classiques de diffusion élastique et inélastique résonnante. Dans ces conditions, il est raisonnable de penser que la sélectivité de la réaction pour ces niveaux analogues permet de mesurer avec une incertitude moins grande le facteur spectroscopique de la R.I.A à la condition de tenir compte dans l'analyse de la nature non liée du proton transféré. La comparaison avec la force à une particule des états parents n'a de sens que si les deux réactions (^{3}He,d) et (d,p) sont étudiées dans des conditions d'adaptation des moments angulaires comparables. Plus généralement, l'étude du noyau final au moyen d'une réaction de transfert d'un nucléon si elle est faite dans une très large zone d'énergie d'excitation (cas du ^{59}Cu) permet d'obtenir une très grande quantité d'informations sur la répartition de la force à une particule pour chaque orbitale et surtout de donner un sens à la comparaison des règles de sommes avec les prévisions du modèle en couches.

La réaction séquentielle (^{3}He,dp) étudiée dans une géométrie où la forme de la corrélation angulaire deutons protons s'exprime simplement en fonction de grandeurs (spin, largeurs partielles) qui caractérisent la R.I.A peut être considérée alors comme la suite logique du travail précédent. Cette méthode d'étude de la désintégration par particules des R.I.A a permis de mesurer le spin de l'état analogue et les rapports d'embranchement des largeurs d'émission protoniques aux différents états finaux de la cible. L'observation des transitions vers les niveaux 2^+, 4^+ ou 3^- du coeur est la première mise en évidence expérimentale de l'existence de telles configurations dans la fonction d'onde des niveaux parents de la couche f-p. Il faut souligner qu'il s'agit là d'une méthode expérimentale très générale qui peut s'appliquer à la spectroscopie des niveaux non liés par rapport à l'émission de particules à la condition de peupler ces niveaux au moyen d'une réaction directe et de choisir une combinaison spin cible + spin particule incidente + spin particule sortante qui produisent un nombre de sous états magnétiques limités.

L'étude des R.I.A de spin élevé peut s'étendre à d'autres régions de la table de masse (N=50, N=82) où la décroissance par protons de ces R.I.A permettra de peupler à cause du grand nombre de voies ouvertes de nombreux niveaux "collectifs" de la cible et obtenir ainsi une mesure expérimentale beaucoup plus complète de la fonction d'onde des niveaux parents. De plus la R.I.A pourra laisser le coeur dans une configuration part-trou et dans ce cas la spectroscopie de la cible elle-même peut être faite en utilisant la Résonance Isobarique Analogue comme intermédiaire pour peupler ces configurations. Le travail présenté ici ne concernait que les R.I.A de niveau à une particule ; la même méthode expérimentale peut s'appliquer aux R.I.A de niveau à un trou. Les réactions (^{3}He,α) et (^{3}He,$\alpha\tilde{p}$) peuvent peupler de tels niveaux analogues et nous avons montré dans l'introduction que l'émission protronique va laisser le noyau final dans une configuration trou-trou très particulière. Il s'agit là de configurations que l'on n'a que très peu observées et pour lesquelles il n'existe à ce jour presqu'aucune donnée expérimentale. De plus, l'interprétation de nos résultats aussi bien que ceux déjà obtenus pour les noyaux de la couche f-p que ceux à venir va être entreprise dans le cadre d'un modèle de couplage faible en utilisant les centroïdes en énergie de configurations à une particule (ou a un trou) et les énergies des niveaux 2^+, 4^+, 3^- etc... de la cible. La validité du modèle peut alors être testée en comparant les valeurs expérimentales et théoriques des facteurs spectroscopiques pour les transitions vers l'état fondamental et les états excités du coeur.

REFERENCES

[1] J.D. FOX and C.F. MOORE, Phys. Rev. Letters 12 (1964) 198.

[2] Nuclear Isospin, Ed. by J.D. ANDERSON, S.D. BLOOM, J. CERNY and W.W.THU (Academic Press, New-York) 1969.

[3] Isospin in Nuclear Physics, Ed. par W.H. WILKINSON (North-Holland, Amsterdam 1969).

[4] G.A. VINGIANI and R.A. RICCI, in "The structure of $f_{\frac{7}{2}}$ nuclei", ed. by R.A. RICCI (Edit. Compositori, Bologna, 1971).

[5] E.P. WIGNER, Phys. Rev. 51 (1937) 106.

[6] F. AZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. A152 (1970) 1.

[7] F. AZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. A114 (1968) 1.

[8] J.B. FRENCH and M.H. MACFARLANE, Nucl. Phys. 26 (1961) 168.

[9] J.D. ANDERSON and C. WONG, Phys. Rev. Letters 7 (1961) 250.

[10] J.D. ANDERSON and C. WONG, Phys. Rev. Letters 8 (1962) 442.

[11] J.D. ANDERSON, C. WONG and J.N. Mc CLURE, Phys. Rev. 126 (1962) 2170.

[12] J.D. ANDERSON, C. WONG and J.N. Mc CLURE, Phys. Rev. 129 (1963) 2178.

[13] A.M. LANE and J.M. SOPER, Phys. Rev. Letters 7 (1961) 420.

[14] R.L. Mc GRATH et al., Phys. Rev. Letters 25 (1970) 663.

[15] Y. SHAMAI et al., Nucl. Phys. A197 (1972) 211.

[16] R.A. HOFFSWELL et al., Phys. Rev. Letters 19 (1967) 754.

[17] D. ASHERY et al., Nucl. Phys. A179 (1972) 681.

[18] H. LAURENT et al., Nucl. Inst. 117 (1974) 17.

[19] A.E. LITHERLAND and A.J. FERGUSON, Can. J. of Phys. 39 (1961) 788.

[20] W.R. COKER and G.W. HOFFMANN, Z. fur Physik 263 (1973) 19 et références citées dans ce travail.

[21] C. MAHAUX and H.A. WEIDENMÜLLER, Shell-model approach to Nuclear Reactions (North-Holland, Amsterdam) 1969, Chap.I et IV.

[22] G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 55 (1964) 1.

[23] T. TAMURA, W.R. COKER, F.J. RYBICKI, Comp. Phys. Com. 2 (1971) 94.

[24] N.J. THOMPSON, J.L. ADAMS, D. ROBSON, Phys. Rev. 173 (1968) 975.

[25] S.A.A. ZAIDI, P. Von BRENTANO, K. MELCHIOR, P. RAUSER et J.P. WURBER, Isobaric Spin in Nucl. Phys., ed. J.D. FOX et D. ROBSON (Academic Press, New York) 1968, p.798.

[26] R. MARTIN et al., Nucl. Phys. A210 (1973) 221.

[27] H. LAURENT et al., Programme d'Analyse de Corrélations Angulaire part-part en géométrie II de Litherland et Ferguson et en Couplage de "Spin de Voie" (Non publié).

[28] J.L. FOSTER (Université de Sao Paulo), Programme d'Analyse de Corrélations Angulaires part-part en géométrie II de Litherland et Ferguson et en Couplage "L-S" (Non publié).

[29] H. LAURENT et al., Nucl. Inst. Methods 117 (1974) 17.

[30] A.M. LANE dans "Isospin in Nuclear Physics", Ed. D.H. WILKINSON (North-Holland, Amsterdam) 1969, p.511.

[31] P. RICHARD dans "Nuclear Isospin" (voir réf.[2]) p.

[32] N. AUERBACH, J. HUFNER, A.K. KERMAN, C.M. SHAKIN, Rev. of Mod. Phys. 44 (1972) 48.

[33] A. BOHR and B. MOTTELSON dans "Nuclear Structure" (W.A. BENJAMIN, New York 1969) Vol.I, Chap.II.

[34] S. GALES, S. FORTIER, H. LAURENT, J.M. MAISON et J.P. SCHAPIRA (à paraître).

[35] F.D. BECHETTI, D. DEHNHARD and T.G. DZUBAY, Nucl. Phys. A168 (1971) 151.

[36] D.C. KOCKER and W. HAEBERLI, Nucl. Phys. A196 (1972) 225.

[37] T.R. CANADA et al., Phys. Rev. C4 (1971) 471.

[38] M. DWADEENAM and W.P. BERES, Phys. Lett. 30B (1969) 598.

[39] K. RAMAVATARAM, Phys. Rev. 132 (1963) 2255.

[40] N. AUERBACH, Phys. Rev. 163 (1967) 1203.

PUBLICATIONS

ANGULAR CORRELATION STUDIES OF ISOBARIC ANALOG STATES IN ^{49}Sc VIA THE ^{48}Ca(τ,d$\tilde{p}$)^{48}Ca REACTION

S. GALES, S. FORTIER, H. LAURENT, J.M. MAISON and J.P. SCHAPIRA
Institut de Physique Nucléaire, 91406 – Orsay, France

Received 8 April 1975

A new method for studying the proton decay of isobaric analog states is proposed. The proton decay of highly excited analog states, populated by the (τ, d) reaction, is investigated using method II of Litherland and Ferguson. Spins and proton partial widths for transitions to the ground and excited states of the target are extracted by means of d-$\tilde{p}$ angular correlation measurements. The method is illustrated by a study of analog states in ^{49}Sc.

The (τ, d) reaction strongly excites isobaric analog states (IAS) in light and medium weight nuclei [1–3], but relatively little effort has been directed toward the investigation of the subsequent proton decay. Existing measurements [4–6] have not been able to yield complete spectroscopic information about the IAS (spin, proton partial widths and consequently spectroscopic factors), due to the natural complexity of the general angular correlation.

This letter reports an angular correlation study of the proton decay of the IAS in ^{49}Sc investigated by means of the sequential reaction (τ, d$\tilde{p}$) on ^{48}Ca with zero degree detection of deuteron groups (method II Litherland and Ferguson [7]). In this geometry, the branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma$, where $\tilde{\Gamma}(p_i)$ and Γ are, respectively, the proton partial width via channel i and the total width of the IAS, is directly deduced from the expression:

$$N_i(\theta) = N_d(0^\circ) \times \Omega_p/4\pi \times \tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma \times W(\theta) \qquad (1)$$

with $N_i(\theta)$ the number of protons emitted in coincidence at an angle θ, $N_d(0^\circ)$ the number of deuterons detected near 0°, Ω_p the solid angle of the proton detector and $W(\theta) = \Sigma_{k\,(\text{even})} A_k P_k(\cos\theta)$ a function whose coefficients can be determined by a measurement of the d-$\tilde{p}$ angular correlation. The angular correlation measurement gives directly the branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma$ of the proton decay to a given final state of the target. If we already know (from elastic resonant scattering data for example) the total width of an IAS, we can deduce the proton partial widths of the ground state $\tilde{\Gamma}(p_0)$ and of excited states $\tilde{\Gamma}(p_i)$ of the residual nucleus. For a spin-zero target, a least-squares analysis of the experimental data limits the value of the spin J of the IAS, and yields quantities related to the reduced matrix elements in the decay.

The aim of the present experiment was first to compare the results obtained by this method for the lowest $p_{3/2}$ IAS in ^{49}Sc with the large amount of data [8–10] already available for the proton, neutron and γ-ray decay of this level. Also a complete investigation of the proton transitions to the ground state and excited states was performed for the highly excited $f_{5/2}$ and $g_{9/2}$ IAS in ^{49}Sc.

An isotopically enriched target (97%) of ^{48}Ca, with a thickness of 300 μg/cm^2, was bombarded at 25.5 MeV incident energy by a ^{3}He beam delivered by the MP Tandem Accelerator of Orsay. Deuterons were detected near 0° by means of a magnetic quadrupole lens triplet [11]. The coincident protons were detected in four movable Si(Li) detectors. Each coincident event E_d, $E_{\tilde{p}}$, $T_{d\text{-}\tilde{p}}$ was recorded on magnetic tape where E and T denote energy and time. Fig. 1 shows coincident deuteron spectra for two different settings of the magnetic field in the 0° spectrometer. We clearly observe the following IAS: $p_{3/2}$ at E_x = 11.56 MeV, $f_{5/2}$ at 15.57 MeV and $g_{9/2}$ at 15.62 MeV. The $f_{5/2}$ state at 15.11 MeV is weakly populated whereas the $p_{1/2}$ IAS at about 13.5 MeV is obscured by the reaction ^{40}Ca(τ, d)^{41}Sc.

The angular correlations of the four IAS observed in the present work were fitted by means of the computer code CORPAR based on the general angular correlation theory. Since the spins of the ^{48}Ca ground

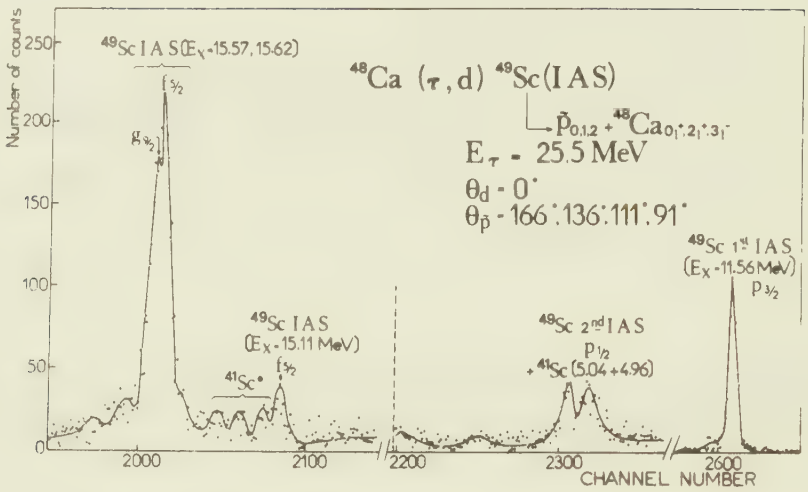


Fig. 1. Deuteron spectrum in coincidence with secondary protons exciting the ^{48}Ca states at E_x = 0, 3.83 and 4.50 MeV.

state, ^{3}He and d are respectively 0, 1/2, 1 and since the deuteron is detected along the beam axis, only $m = \pm 1/2$ and $\pm 3/2$ magnetic substates of the IAS can be populated. For the $\tilde{p}_0$ decay, the only free parameters used in the analysis were therefore the normalisation coefficient of the angular correlation and the ratio of the two population parameters.

The results of the analysis are shown in fig. 2. For the first IAS, the least-squares fit leads to $J = 3/2$ or 5/2. This analog state was populared in previous experiments [8–10] by $l_p = 1$ proton capture. Clearly only the $J = 3/2$ value is consistent with this result. A $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ value of (50 ± 3)% measured for this level is in complete agreement with previous determinations [8–10]. The ground-state partial width $\tilde{\Gamma}(p_0)$ determined in this experiment is different from the "escape" partial width $\Gamma(p_0)$ [4]. However, when the neutron channel is open, as in our case, these two quantities should be approximately equal. The ground-state branching ratio measured for the lowest $p_{3/2}$ IAS confirms this assumption and this may be considered as evidence of the ability of this method to obtain spectroscopic information on the IAS.

For the 15.11 MeV level, our analysis gives $J = 3/2$, 5/2 or 7/2. The $l_p = 3$ assignment for this state from previous work [8] is consistent with $J = 5/2$ or 7/2. The excitation energy of this level is in agreement with its identification as the IAS of the 3.59 MeV level in ^{49}Ca, which has been assigned $J^\pi = 5/2^-$ from (d, pγ) work [12].

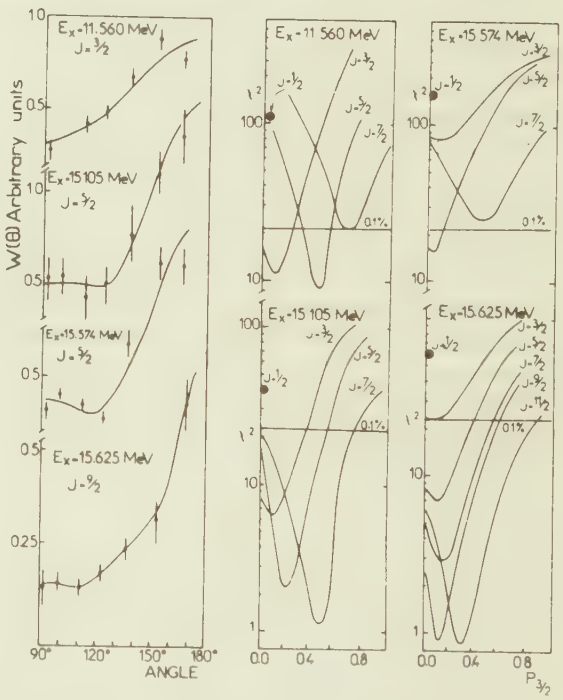


Fig. 2. Angular correlations and χ^2 plots versus population parameter $P_{3/2}$ for the reaction ^{48}Ca(τ, d)^{49}Sc($\tilde{p}_0$)^{48}Ca(gs). Theoretical fits of the angular correlations are for P-values for which χ^2 is minimum.

The first member of the IAS doublet at E_x = 15.57 MeV is assigned unambigously $J = 5/2$ from the present data.

Table 1
Energies, quantum numbers, proton branching ratios and spectroscopic factors for the IAS in ^{49}Sc [a]

E_x (IAS) (keV)	E_x (Parent State) (keV) [b]	lJ	$\tilde{\Gamma}_p(0^+)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}_p(2^+)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}_p(3^-)/\Gamma$	Γ [c] (keV)	S_{pp}	S_{pp} [d]	S_{dp} [e]	$S_{pp'}$
11560 ± 9	0	$p_{3/2}$	50 ± 4			4.7 ± 0.4	0.64 ± 0.08	0.64 ± 0.07	1	
15105 ± 12	3586	$f_{5/2}$	6.4 ± 0.5	2.0 ± 0.5					0.11	$p_{3/2} \otimes 2_1^+$ 0.55 ± 0.18
15574 ± 9	3991	$f_{5/2}$	51 ± 7	2.0 ± 0.5		38 ± 5	0.60 ± 0.15	0.9 ± 0.2	0.71	$p_{3/2} \otimes 2_1^+$ 0.13 ± 0.05
15625 ± 9	4010	$g_{9/2}$	20 ± 5		2.0 ± 0.5	15 ± 5	0.47 ± 0.20	0.3 ± 0.1	0.31	$p_{3/2} \otimes 3_1^-$ 0.4 ± 0.2

a) Errors quoted for the spectroscopic factors do not include incertainties in Γ_{sp}; Optical parameters for the calculations of Γ_{sp} are from Marinov et al., [17].
b) Ref. [12].
c) Ref. [8, 9, 13].
d) Ref. [8].
e) Ref. [16]. The other values are from the present work.

For the second member $J = 5/2, 7/2, 9/2$ and $11/2$ are allowed, but the $l_p = 4$ value measured by Jones et al. [8] limits J to $7/2$ or $9/2$. This level is a good candidate for the IAS of the 4.01 MeV $g_{9/2}$ level in ^{49}Ca.

The three last levels ($f_{5/2}$ and doublet $f_{5/2}$, $g_{9/2}$) exhibit transitions to excited target states, mainly to the first 2^+ at 3.83 MeV for the $f_{5/2}$ decays, and to the first 3^- at 4.50 MeV for the $g_{9/2}$. The proton decays of the $f_{5/2}$, $g_{9/2}$ doublet are presented in fig. 3. Because of low statistics, only an average value of the branching ratios $\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma$ could be measured.

The branching ratios $\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma$ were multiplied with the total width Γ of these levels [8, 13] in order to obtain proton partial widths for the decay channel. For the 15.11 MeV level no measurement of the total width was available. The parent state of this IAS has a (d, p) spectroscopic factor [16] of 0.11. Taking $S_{dp} = S_{pp} = \Gamma^{lJ}(p_0)/\Gamma^{lJ}_{sp}$, where $\Gamma^{lJ}(p_0)$ is the observed partial width of an IAS of spin J and orbital momentum l and Γ^{lJ}_{sp} is the single-particle width evaluated with program ANSPEC [15, 16], we have deduced for this level a $\tilde{\Gamma}(p_0)$ value of 1.8 keV. A measure of the branching ratio leads to a determination of the inelastic partial width. The single-particle widths for the $\tilde{p}_i$ transitions were calculated assuming that the decay occurs via $p_{3/2}$ proton emission which can be coupled to the 2^+ to give $5/2^-$ states or to a 3^- to produce the $9/2^+$ level.

The resulting spectroscopic information about the four IAS analysed here is shown in table 1. The S_{pp} values obtained are in overall agreement with previous elastic [8] and stripping data [16]. The $S_{pp'}$ for the levels at 15.11 MeV and 15.62 MeV are large suggesting that the parent states in ^{49}Ca might be well described by a $p_{3/2}$ neutron coupled, respectively, to the first 2^+ and 3^- of states ^{48}Ca. This description is in agreement with the weak-coupling calculations of Canada et al. [12].

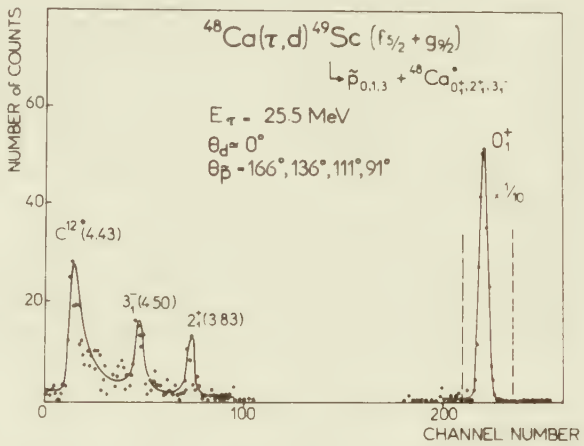


Fig. 3. Summed proton coincidence spectra, showing the proton decay of the $f_{5/2} + g_{9/2}$ IAS doublet in ^{49}Sc. The branching to the first 2^+ state is due to the decay of the $f_{5/2}$ level while the transition to the 3^-_1 state is from the protons emitted by the $g_{9/2}$ state. The ground-state transition transition contains contributions of both members of the doublet.

In conclusion, the sequential reaction $(\tau, d\tilde{p})$ investigated in this geometry is a powerful tool for studying the IAS proton decay. We wish to emphasize the following.

(1) The (τ, d) reaction selectively excites the IAS with high angular momentum, permitting $\tilde{p}$ coincidence measurements, whereas high angular momentum states are hardly observable in proton resonance scattering.

(2) Without the interference effects and background problems which always arise in the analysis of (p,p'), the amplitude of the neutron coupling to excited states of the target can be determined. In spite of low statistics branching ratios for inelastic decay as low as $\Gamma(p_i)/\Gamma = 2 \times 10^{-2}$ could be investigated.

References

[1] J.P. Schiffer, in Isospin in nuclear Physics, ed. D.H. Wilkinson (North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1969).
[2] R.L. McGrath et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 663.
[3] Y.Shamai et al., Nucl. Phys. A197 (1972) 211.
[4] P. Richard, in Nuclear isospin, eds. J.D. Anderson et al., (Academic Press, New York, 1969).
[5] R.A. Hoffswell, D. Jamnick, T.M. Noweir and A.I. Yavin, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 754.
[6] D. Ashery et al., Nucl. Phys. A179 (1972) 681.
[7] A.E. Litherland and A.J. Ferguson, Can. J. of Phys. 39 (1961) 788.
[8] K.W. Jones et al., Phys. Rev. 145 (1966) 894.
[9] P. Wilhjelm et al., Phys. Rev. 177 (1969) 1553.
[10] D. Gaarde, K. Kemp, C. Petresh and F. Folkmann, Nucl. Phys. A184 (1972) 241.
[11] H. Laurent et al., Nucl. Instr. 117 (1974) 17.
[12] T.R. Canada, C. Ellegaard and P.D. Barnès, Phys. Rev. C4 (1971) 471.
[13] F.S. Dietrich, K.W. Heikkinen and S.D. Bloom, Bull. Am. Phys. Soc. 19 (1974) 241.
[14] S. Raman, Nucl. Data Sheets B4 (1970) 397.
[15] W.J. Thompson, J.L. Adams and D. Robson, Phys. Rev. 173 (1968) 975.
[16] W.J. Thompson and J.L. Adams, Florida State University, Report ANSPEC (1967).
[17] Martinov et al., Phys. Rev. 145 (1966) 852.

1.E.7:
2.B

Nuclear Physics A259 (1976) 189–212; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*
Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

SPECTROSCOPIC STUDIES OF UNBOUND ISOBARIC ANALOG STATES IN ^{49}V AND ^{51}V VIA THE ^{48,50}Ti(τ, d) AND THE ^{48,50}Ti(τ, dp̃) REACTIONS

S. GALÈS, S. FORTIER, H. LAURENT, J. M. MAISON and J. P. SCHAPIRA

Institut de Physique Nucléaire, BP no. 1, 91406 – Orsay, France

Received 4 November 1975

Abstract: The ^{48,50}Ti(τ, d) reactions, investigated at 25 MeV incident energy with a split pole spectrometer, were used to populate highly excited analog states in ^{51}V and some levels in ^{49}V. Angular distributions were measured for the $p_{\frac{1}{2}}$, $p_{\frac{3}{2}}$, $f_{\frac{5}{2}}$ and $g_{\frac{7}{2}}$ analog states of ^{51}Ti levels and for some strong analog transitions in ^{49}V. A DWBA analysis of the data for these unbound levels (using Gamov functions as form factors) was carried out and spectroscopic strengths extracted. The ^{48,50}Ti(τ, dp̃) reaction was performed at 25.5 MeV incident energy. The angular distributions of the emitted protons were measured in coincidence using method II of Litherland and Ferguson with 0° detection of deuteron groups. Spins, population parameters and branching ratios of proton partial widths to the ground and excited states of the target were determined from the analysis of the angular correlation data. The combined results of these two experiments provide a complete set of spectroscopic data concerning the analog states in ^{49}V and ^{51}V. A comparison is made with the previous (p, γ), (p, p), (p, p′) and (d, p) results on the same targets. The amplitudes of neutron coupling to excited states of ^{48}Ti and ^{50}Ti nuclei are also determined for the $f_{\frac{5}{2}}$ and $g_{\frac{7}{2}}$ isobaric analog states in ^{51}V and $p_{\frac{3}{2}}$ and $d_{\frac{5}{2}}$ analog levels of ^{49}Ti states.

E

NUCLEAR REACTIONS ^{48,50}Ti(^{3}He, d), E = 25.0 MeV; measured $\sigma(E_d, \theta)$. ^{48,50}Ti(^{3}He, dp), E = 25.5 MeV; measured $\sigma(E_d, E_p, \theta)$. ^{49,51}V deduced IAS, L, J, π, S, Γ_p, proton branching. ^{49}Ti, ^{49}V, ^{51}Ti, ^{51}V analog pairs deduced Coulomb displacement energies. DWBA analysis using Gamov functions as form factors. Enriched, natural targets.

1. Introduction

Quite a large amount of experimental work [1–5]) about isobaric analog states (IAS) through proton capture and scattering experiments on f-p shell nuclei has been done over the past ten years. However the usual way chosen for these studies often limits the observation of these levels to the main component of the $2p_{\frac{3}{2}}$ and $2p_{\frac{1}{2}}$ IAS due to the low penetrability of the captured proton for higher l-values (l = 3 or 4). Moreover, these IAS located at high excitation energies (between 9 and 13 MeV in ^{51}V for example) are surrounded by a high density of "normal" states ($T_<$ states) and consequently are hardly observable in an elastic excitation function. In the studies of inelastic resonant scattering, the extraction of the inelastic partial widths from the analysis could also be ambiguous for the same reason [6]) (off-resonance background interference with direct (p, p′) process, no symmetric shape with respect to 90° for the angular distribution). Therefore, the method for studying the decay properties of IAS proposed in this paper is based on the selective excitation,

for a given high τ-energy, of IAS by the (τ, d) process and on measurements of the subsequent proton decays investigated in the sequential (τ, dp̃) reaction. The data obtained in those experiments provide an interesting comparison with the previous (p, p) and (p, γ) reports for the low-lying $p_{\frac{3}{2}}$ and $p_{\frac{1}{2}}$ parent analog states and new spectroscopic informations for the $f_{\frac{7}{2}}$ and $g_{\frac{9}{2}}$ levels.

The stripping angular distributions obtained in the (τ, d) study analysed in the framework of the DWBA theory of direct reaction, slightly modified to take into account the unbound nature of the IAS, leads to *l*-value determinations and gives the target plus single neutron orbital component for the parent level. In addition, the angular correlation of the emitted proton measured in coincidence in the (τ, dp̃) reaction using method II of Litherland and Ferguson [7]) provides information on the spin of the IAS and directly gives the branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma$ where $\tilde{\Gamma}(p_i)$ and $\tilde{\Gamma}$ are respectively the proton partial width via channel *i* and the total width of the IAS. The inelastic partial widths are therefore related to the amplitude of neutron coupling to target excited states and thus on that portion of the wave function of the parent levels not studied in the (d, p) experiments.

As part of an overall study of the decay properties of IAS in the f-p shell nuclei [8-9]) we present here the results of an investigation of the ^{48,50}Ti(τ, d) and (τ, dp̃) reactions covering the excitation energy range between 9 to 13.5 MeV in ^{51}V and from 7.5 to 11.5 MeV in ^{49}V. The previous ^{48,50}Ti(τ, d) measurements by Pullen *et al.* [10,11]) involved only two possible IAS in ^{49}V ($p_{\frac{3}{2}}$ and $p_{\frac{1}{2}}$) and the ground-state analog in ^{51}V but no analysis was attempted. A large amount of experimental data exists from resonant reactions studies [2,3,12-15]) concerning the ground and first analog state in ^{49}V and ^{51}V and for some $l = 1$ analog levels in ^{49}V. The analog of the $\frac{5}{2}^-$, 2.136 MeV level in ^{51}Ti was found by means of the (p, p′γ), (p, γ) and (p, n) reactions [16]) and a conflicting situation exists concerning the properties of this level after the (p, p), (p, p′) and (p, n) studies of the Trieste group [17]).

2. Experimental procedure and results

2.1. SPECTROGRAPH DATA

A self-supporting metal foil of 71 % enriched ^{50}Ti (23 % of ^{48}Ti) was bombarded at 25 MeV incident energy by an ^{3}He beam delivered by the MP Tandem accelerator, Orsay. The deuterons were detected using four solid states 700 μm thick position sensitive detectors (PSD) in the focal plane of a split-pole spectrometer. The two outputs *E* and *P* from each detector (where *E* is proportional to the energy lost by the deuterons and *P* is proportional to the same energy *E* times a function of the deuteron position along the length of the PSD) were stored on a magnetic tape and the ratio *P*/*E* calculated using an on-line Telemecanique T1600 computer. The result was displayed to permit live control of the experiment. The overall energy resolution was 18 keV (FWHM). The data were taken in 5° steps from 9° to 50° lab

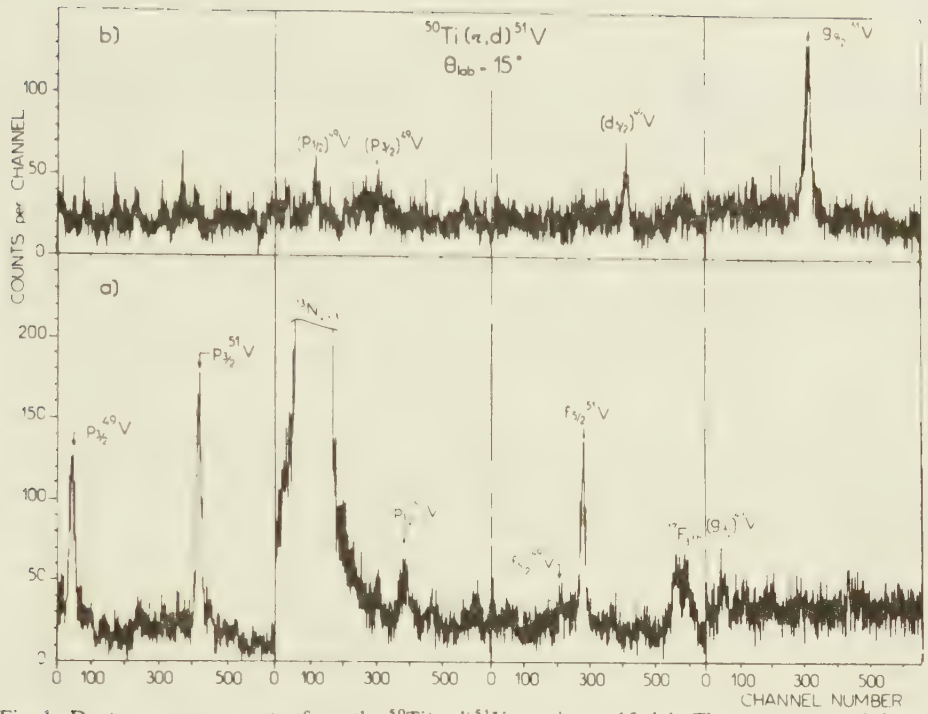


Fig. 1. Deuteron energy spectra from the ^{50}Ti(τ, d)^{51}V reaction at 15° lab. The spectra (a) and (b) refer to successive exposures of the four detectors at two different magnetic fields (see text).

angle. Two successive exposures at different magnetic fields were necessary at each angle in order to observe the complete range of excitation energy (9 to 13.5 MeV in ^{51}V) where the IAS are expected. The deuteron spectra obtained at a reaction angle of 15° is shown in fig. 1. Since the target contains an appreciable amount of ^{48}Ti (23 %) a number of (τ, d) transitions from this isotope were also observed. In order to check the origin of the observed final states, data were taken at 15° and 25° lab angle with a self-supporting metal foil of natural titanium (74 % of ^{48}Ti) using the same setting for the spectrometer as for the enriched target. The comparison between the two spectra allows unambiguous identification of final states from ^{49}V and ^{51}V nuclei. In this region of excitation energy the density of $T_<$ states is so large and their single-particle strength so weak that the analog nature of the strong and sharp levels superimposed on a continum background, observed in the spectra of fig. 1, could be already assumed.

Absolute cross sections were obtained by comparing the 25 MeV ^{3}He elastic scattering data at 12° and 14° lab angle with the cross section computed using the optical model (see sect. 3) to describe the entrance channel. At these angles the ratios of the calculated cross section to the Rutherford ones were found to be respectively 0.85 and 0.80 and are almost independent of relatively wide variations of the optical parameters. The measured cross sections are therefore estimated to be accurate to

TABLE 1

Excitation energies of the observed levels in ^{49}V proposed as isobaric analog states of ^{49}Ti levels

$E_x(^{49}V)$ [a] (keV)	$E_x - E_0$ [b] (keV)	$E_x(^{49}Ti)$ [c] (keV)	J^{π} [c,d]	Previous work on IAS in ^{49}V
7745 ± 7	1313 ± 10	1382	$\frac{3}{2}^-$	(τ, d) [e], (p, p), (p, γ) [f]
8092 ± 7	1660 ± 10	1724	$\frac{1}{2}^-$	(τ, d) [e], (p, p), (p, γ) [f,g]
8915 ± 10	2483 ± 13	2513	$\frac{5}{2}^-$	
9568 ± 10	3136 ± 13	3162	$\frac{1}{2}^-$	(p, p) [h]
9662 ± 10	3230 ± 13	3266	$\frac{3}{2}^-$	(p, p) [h]
10230 ± 10	3798 ± 13	3848	$\frac{5}{2}^-$	
10925 ± 7	4493 ± 10	4511	$\frac{5}{2}^+$	
11150 ± 7	4718 ± 10	4771	$\frac{9}{2}^+$	

[a]) This work.
[b]) The energy E_0 is the excitation energy of the ground-state analog in ^{49}V taken from ref. [19]).
[c]) Excitation energies of levels in ^{49}Ti are from (d, p) results of ref. [20]). Errors are of ± 10 keV for all the levels.
[d]) Spin and parity of ^{49}Ti states are from (d, p) studies of ref. [20]) and ref. [21]).
[e]) Ref. [10]). [f]) Ref. [14]). [g]) Ref. [15]). [h]) Ref. [2]).

TABLE 2

Excitation energies of the observed levels in ^{51}V proposed as isobaric analog states of ^{51}Ti states

$E_x(^{51}V)$ [a] (keV)	$E_x - E_0$ [b] (keV)	$E_x(^{51}Ti)$ [c] (keV)	J^{π} [c,d]	Previous works in IAS in ^{51}V
9390 ± 7	0	0	$\frac{3}{2}^-$	(τ, d) [e], (p, p), (p, γ) [f,g,h,i]
10545 ± 10	1155 ± 15	1160	$\frac{1}{2}^-$	(p, p) [i,j])
11570 ± 7	2180 ± 10	2136	$\frac{5}{2}^-$	(p, p′γ), (p, nγ) [k]), (p, p), (p, p′) [l])
13200 ± 7	3810 ± 10	3759	$\frac{9}{2}^+$	

[a]) Present work.
[b]) $E_0 = 9390 \pm 7$.
[c]) The ^{51}Ti levels are from (d, p) results of ref. [22]).
[d]) Spins are from ref. [21]) and ref. [22]).
[e]) Ref. [11]). [f]) Ref. [13]). [g]) Ref. [14]). [h]) Ref. [15]). [i]) Ref. [3]). [j]) Ref. [12]).
[k]) Ref. [16]). [l]) Ref. [17]).

± 20 % independent of statistics. A calibration of the momentum ρ versus the channel number for each PSD was obtained using 8.78 MeV α-particles from a ThC source. This measurement gives the energies of the deuteron groups observed in the spectra at each angle. The incident energy was determined in the same manner by measuring the energies of elastic scattered particles at a number of forward angles. The known Q-values [18]) of the ^{48,50}Ti(τ, d) reactions combined with the previous results lead to the determination of excitation energy with a precision of 7 keV for the strongest transitions and 10 keV for the weakest ones. Tables 1 and 2 show the excitation energies of levels in ^{49}V and ^{51}V observed in this work together with their proposed parent levels in ^{49}Ti and ^{51}Ti nuclei. These assumptions will be confirmed by the analysis of the stripping and angular correlation data.

Four levels in ^{49}V, located at 8.09, 8.92, 9.57 and 9.66 MeV which are clearly observed in the spectra taken with the natural titanium target, were not analysed here. At a number of angles these transitions were weakly present or masked by contaminent groups from the ^{12}C(τ, d) and ^{16}O(τ, d) reactions in the data obtained with enriched ^{50}Ti target. Therefore no reliable angular distributions could be extracted. With the exception of the 9.66 MeV state (for which additional data came from the (τ, d$\tilde{p}$) study), the 8.09, 8.92 and 9.57 MeV levels in ^{49}V are tentatively proposed here as the analogs of the 1.72, 2.51 and 3.16 MeV states, respectively, in ^{49}Ti on the basis of their excitation energies (see table 1).

2.2. ANGULAR CORRELATION DATA

The ^{48,50}Ti(τ, d$\tilde{p}$) reaction has been performed at 25.5 MeV incident energy using the same accelerator facilities mentioned in subsect. 2.1. The target consisted of a self-supporting metal foil, enriched in ^{50}Ti (71 % ^{50}Ti, 23 % ^{48}Ti) with a thickness of about 250 μg/cm^2. The deuterons were detected near 0° with a triplet of magnetic quadrupole lenses [23]). The entrance aperture of the 0° spectrometer subtends a solid angle of 12 msr at the maximum of the transmission curve and angles of 2.8° in the scattering plane and 8.5° in the vertical one. The direct beam was stopped in a Faraday cup located at the center of the entrance aperture and subtending an angle of 1°. Reactions products were focused onto a 300 mm^2, 2000 μm thick Si(Li) detector colled at -10 °C. An array of four Si(Li) detectors mounted 25° apart on a turnable plate and colled at -25 °C was used to detect particles emitted in coincidence with the deuterons. The solid angle of the particle detectors was about 20 msr.

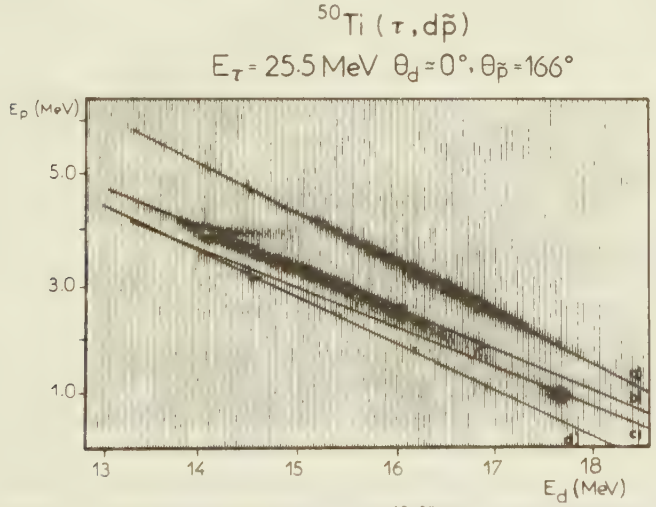


Fig. 2. Deuteron-proton coincidence spectrum in the ^{48,50}Ti(τ, d$\tilde{p}$) reaction. The solid line labelled (a), (b), (c) and (d) refer to kinematic lines for the following reactions: (a) ^{48,50}Ti(τ, d$\tilde{p}_0$)^{48,50}Ti (g.s.), (b) ^{16}O(τ, d$\tilde{p}$)^{16}O (g.s.) + ^{48}Ti(τ, d$\tilde{p}_1$) $^{48}_{2^+}$Ti, (c) ^{12}C(τ, d$\tilde{p}_0$)^{12}C and (d) ^{50}Ti(τ, d$\tilde{p}_1$)$^{50}_{2^+}$Ti.

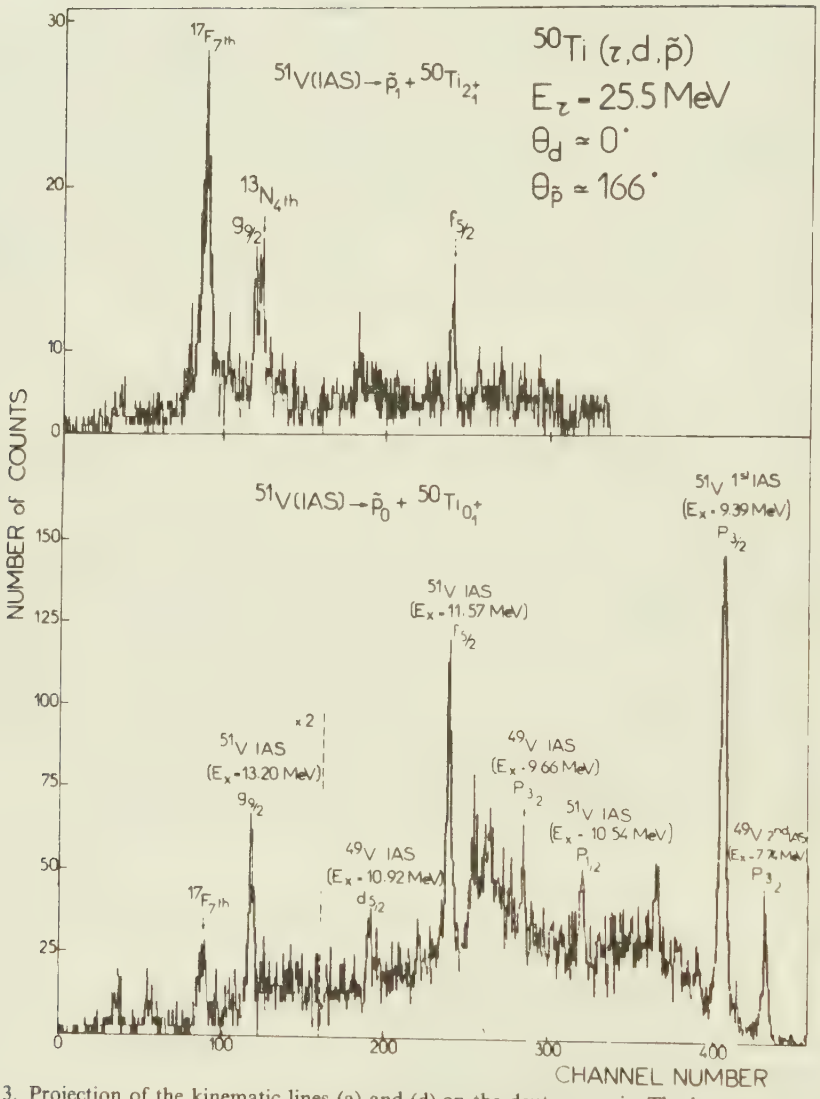


Fig. 3. Projection of the kinematic lines (a) and (d) on the deuteron axis. The lower part of the figure shows the deuteron in coincidence with secondary protons exciting ^{48}Ti and ^{50}Ti ground state. The upper part shows the IAS feeding the 2_1^+ state of ^{50}Ti.

Counting rates were typically 6×10^3 c/s in the 0° counter and about 1.5×10^4 c/s in the proton detectors for a beam intensity of 0.4 μA.

Coincidence events were measured for proton lab angles ranging from 80° to 166° by typically 20° steps. A direct deuteron spectrum was accumulated simultaneously with the coincidence experiment and was used to obtain absolute normalization of the angular correlation data. Each coincident event, E_d, $E_{\tilde{p}}$, $T_{d-\tilde{p}}$ (where E and T denote energy and time) was recorded an a magnetic tape and processed off-

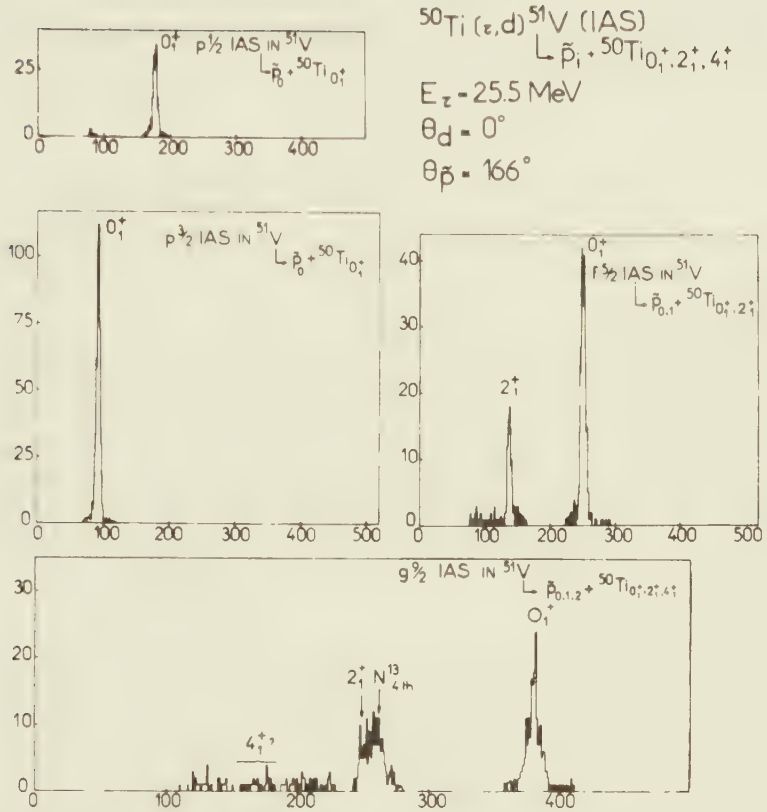


Fig. 4. Projection of the deuteron peaks corresponding to IAS in ^{51}V on proton axis. Transitions to the first excited 2^+ state of ^{50}Ti are observed for $f_{\frac{5}{2}}$ and $g_{\frac{9}{2}}$ IAS.

line on a IBM 360-75 computer. After a time of flight correction for both deuterons and protons, a 3.5 ns time resolution (FWHM) was achieved. Two-dimensional matrices ($E_d - E_{\tilde{p}}$) for each proton angle were built up and random events subtracted. A typical two parameters spectrum is displayed in fig. 2. We clearly observed kinematic lines associated with the following processes: ^{48,50}Ti$(\tau, d\tilde{p}_0)$ (decay to the 0_1^+ ground state labelled (a)), ^{16}O$(\tau, d\tilde{p}_0)^{16}$O (b), ^{12}C$(\tau, d\tilde{p}_0)^{12}$C (c) and ^{50}Ti$(\tau, d\tilde{p}_1)$ (decay to the first 2_1^+ excited state of ^{50}Ti (d)). We should notice here that the kinematic line of protons decaying to the 2^+ state of ^{48}Ti is completely mixed with protons emitted by unbound levels in ^{17}F. The lines (a) and (d) were projected on the deuteron axis in order to produce ^{49,51}V states decaying to the ^{48,50}Ti ground state and ^{51}V levels which have a branching to the 2_1^+ state of ^{50}Ti. The resulting spectra are shown in fig. 3. Four levels in ^{51}V already observed in the (τ, d) study feed strongly the ground state of ^{50}Ti. Their excitation energies are 9.39, 10.54, 11.57 and 13.20 MeV. Decays to the 2_1^+ of ^{50}Ti are also associated with the level at 11.57 and 13.20 MeV (see upper part of fig. 3). The proton decays of these levels to the ground and 2_1^+

states of the target are presented in fig. 4. The energy resolution was about 45 keV in the deuteron coincident spectra and of 100 keV in the proton channel.

Only three states in ^{49}V (7.74, 9.66 and 10.92 MeV) are identified in the deuteron spectra. The levels at 9.66 and 10.92 MeV were found to have a branching to the 2_1^+ state of ^{48}Ti.

3. Distorted waves analysis of the ^{48,50}Ti(τ, d) reactions

All levels in ^{49}V and ^{51}V observed in this work are proton unbound and a special treatment is necessary to extract spectroscopic factors from the measured angular distributions.

We present here a DWBA analysis of eight angular distributions making use of complex energy eigenstates to describe the resonances levels following the method developed by Coker *et al.* [24,25]). To take into account the unbound nature of these levels the proton form factors were calculated using complex energy resonance eigenstates or Gamov functions $\tilde{g}_{lj}(r)$ which are solutions of the radial Schrödinger equation for partial wave lj for the system p+C (C for target) of reduced mass μ:

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2}-\frac{l(l+1)}{r^2}\right)-\tilde{E}+U+U_{lj}+U_C\right\}\tilde{g}_{lj}(r)=0,$$

where $\tilde{E}$ is the complex c.m. energy, $\tilde{E} = E-\frac{1}{2}i\,\Gamma$ of the system p+C, and U and U_c are the usual optical and Coulomb potentials respectively. Numerical computation of $\tilde{g}_{lj}(\tau)$ was performed using the program GAMOV [25]) which, for a given optical potential finds the complex energy $\tilde{E}$ at which the single-particle wave function asymptotically approaches a purely outgoing Coulomb wave of complex argument. In addition, the single-particle width $\Gamma_{spr} \equiv -2\,\mathrm{Im}\,\tilde{E}$ is obtained for each resonant level. For an IAS the single-particle width $\Gamma^>$ is given by the relation $\Gamma^> = \Gamma_{spr}/(2T_0+1)$ where T_0 is the isospin of the target C. The geometrical parameters used in the program GAMOV to describe the unbound proton were $r = r_{s.o.} = 1.25$ fm, $a = a_{s.o.} = 0.65$ fm and $V_{s.o.} = 6.25$ MeV. The well depth V_p was searched for each

TABLE 3
Optical model potentials [a])

Particle	V	r_0	a_0	W	W_D	r'_0	a'_0	$V_{s.o.}$	$r_{s.o.}$	$a_{s.o.}$	r_{0c}
^{3}He [b])	163.0	1.14	0.71	16.9		1.69	0.78				1.4
d [c])	103.7	1.06	0.79		10.7	1.47	0.79	4.7	0.7	0.4	1.3

[a]) The potentials for ^{3}He and d were of the form

$$U(r) = V_C - Vf(x_0) + (\hbar/m_\pi c)^2 V_{s.o.}(\sigma\cdot l)(1/r)(\mathrm{d}/\mathrm{d}r)f(x_{s.o.}) - i[Wf(x'_0) - 4W_D(\mathrm{d}/\mathrm{d}x'_0)f(x'_0)],$$

where $f(x_i) = (1+e^{x_i})^{-1}$; $x_i = (r-r_iA^{\frac{1}{3}})/a_i$ and $\xi = r_{0c}A^{\frac{1}{3}}$, V_C is the Coulomb potential, V, W, W' and $V_{s.o.}$ are given in MeV and the geometrical parameters in fm.

[b]) The ^{3}He optical potential is from ref. [28]).

[c]) The deuteron potential is from ref. [29]).

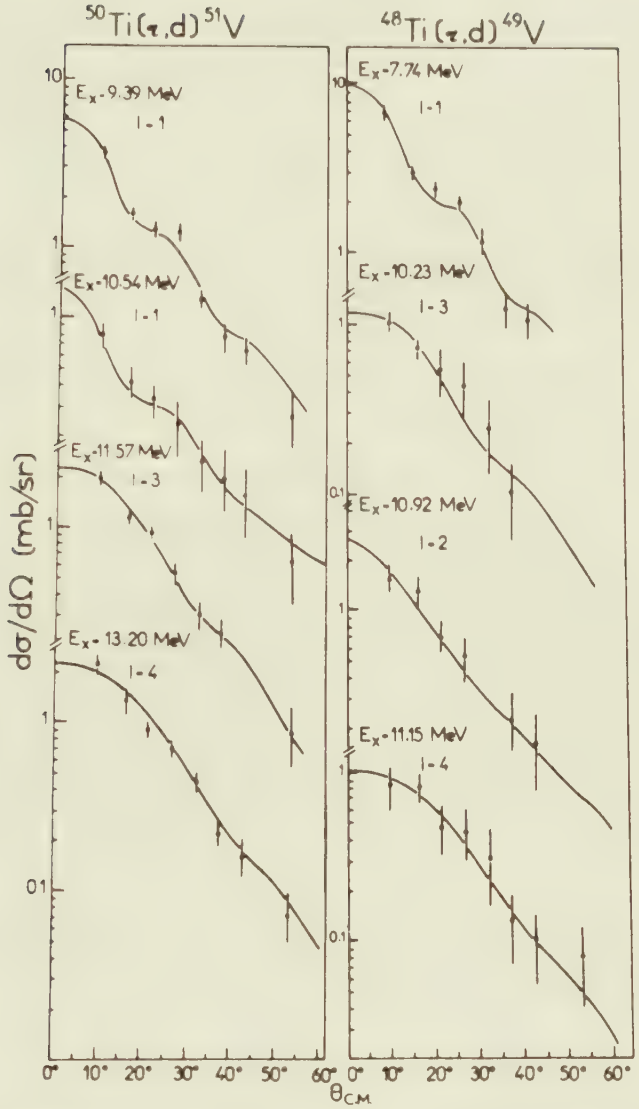


Fig. 5. Angular distributions of the ^{48,50}Ti(τ, d)^{49,51}V reactions. Vertical bars are statistical errors. Curves are DWBA (for unbound states) predictions for the indicated *l*-values.

resonance state in order to obtain the correct energy of the resonance in the c.m. system and single-particle widths.

Zero range DWBA calculations with Gamov states as form factors were performed using the computer code VENUS [26]). The optical parameters were obtained from the complilation of Perey [27]) and are listed in table 3. Results of the calculations are shown in fig. 5 together with the experimental angular distributions for ^{49}V and ^{51}V final states. The spectroscopic strength C^2S was extracted by comparing DWBA

TABLE 4
Results of the computation of Gamov functions and DWBA cross sections for the ^{48}Ti(τ, d)^{49}V reaction

E_x (MeV)	E_R [a]) (MeV)	l	J^π	$\Gamma^>$ (keV)	V_p (MeV)	C^2S	$S^>$ [b])
7.74	0.985	1	$(\frac{3}{2})^-$	0.01	50.33	0.185	0.92
10.23	3.470	3	$(\frac{5}{2})^-$	1.90	49.98	0.044	0.21
10.92	4.165	2	$(\frac{5}{2})^+$	73.40	61.26	0.024	0.12
11.15	4.390	4	$(\frac{9}{2})^+$	1.27	57.38	0.030	0.15

[a]) Here E_R is the resonance energy in the c.m. for the ^{48}Ti + p system and $E_R = E_x - B_p$ (^{49}V) where B_p (^{49}V) is the proton binding energy in ^{49}V taken from ref. [39]).
[b]) Here $S^> = (2T_0+1)C^2S$ where T_0 is the isospin of the target.

prediction (for a given lJ transition) computed with code VENUS with the experimental data following the usual relation

$$(d\sigma/d\Omega)_{exp} = C^2S\sigma^{lJ}_{DW}.$$

A summary of the results of this analysis is given in tables 4 and 5. For the 7.74 MeV level in ^{49}V, a bound state calculation was carried out using a binding energy of 0.01 MeV. No variation of the shape of the angular distribution was observed but the predicted cross section leads to a C^2S value of 0.23 compared to 0.18 obtained in the unbound state calculations. Even in this case where the proton is unbound by less than 1 MeV, significant differences were obtained in the final results. The Gamov function as form factor, taking into account the tail of the proton wave function in the region of interaction, is believed to give more realistic DWBA cross sections. The $l = 1$ transitions are well identified in both final nuclei. The general feature of the other angular distributions is that they are structureless with a maximum or stationary value near 0°. The $l = 3$ and $l = 4$ angular distributions could only be distinguished by their different slopes. The proposed spin assignments listed in tables 4 and 5 and the deduced spectroscopic factors $S^>$ will be discussed in detail in sect. 5 after the analysis of the angular correlation data.

4. Analysis of the angular correlation data

4.1. GENERAL CONSIDERATIONS

The total cross section $\sigma(\tau, d\tilde{p}_i)$ for the decay of an IAS to a given final state of the target can be written

$$\sigma(\tau, d\tilde{p}_i) = [\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma]\sigma(\tau, d), \quad (1)$$

where $\sigma(\tau, d)$ is the total cross section for the formation of the IAS and $\tilde{\Gamma}(p_i)$ and Γ are respectively the proton partial width via channel i and the total width of an IAS. If one measures the d-$\tilde{p}$ angular correlation in geometry II of Litherland and

TABLE 5
Results of the computation of Gamov functions and DWBA cross sections for the ^{50}Ti(τ, d)^{51}V reaction

E_x (MeV)	E_R [a]) (MeV)	l	J^π	$\Gamma^>$ (keV)	V_p (MeV)	C^2S	$S^>$ [b])
9.39	1.34	1	$(\frac{3}{2})^-$	0.11	48.41	0.123	0.86
10.54	2.49	1	$(\frac{1}{2})^-$	12.20	48.52	0.096	0.67
11.57	3.52	3	$(\frac{5}{2})^-$	1.50	48.49	0.077	0.54
13.20	5.15	4	$(\frac{9}{2})^+$	2.90	54.25	0.053	0.37

[a]) See footnote [a]) table 4.
[b]) See footnote [b]) table 4.

Ferguson, from eq. (1), one can directly deduce the expression

$$N_i(\theta) = N_d(0°)(\Omega_p/4\pi)(\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma)W(\theta), \tag{2}$$

with $N_i(\theta)$ the number of coincident protons emitted at an angle θ, $N_d(0°)$ the number of single deuterons detected near 0°, Ω_p the solid angle of the proton detector and $W(\theta) = \sum_{k(\text{even})} A_k P_k(\cos\theta)$ a function whose coefficients can be determined by a measurement of the d-$\tilde{p}$ angular correlation. Eq. (2) shows two interesting properties:

(i) The angular correlation measurement gives directly the branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma$ of the proton decay to a given final state of the target. In order to deduce absolute values for the proton inelastic partial width $\tilde{\Gamma}(p_i)$ and therefore spectroscopic information, we can make use of the total width Γ (if it is known from resonant scattering data) or of the spectroscopic factor deduced from DWBA analysis of the (τ, d) experiment. The $S^>$ spectroscopic factor is related to the proton elastic partial width of an IAS of spin-J and orbital momentum l by the equation

$$S^> = \Gamma^{lJ}(p_0)/\Gamma^{lJ}_{s.p.},$$

where $\Gamma^{lJ}_{s.p.}$ is the single-particle width deduced from the Gamov state calculations. Then the $\tilde{\Gamma}(p_0)$ partial width and a measure of the branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_i)/\tilde{\Gamma}(p_0)$ from the angular correlation analysis leads to $\tilde{\Gamma}(p_i)$ values.

(ii) For a zero-spin target a least-squares analysis of the experimental data limits the value of the spin J of the IAS and yields quantities related to the proton amplitude configurations in the decay.

In general the ground-state partial width $\tilde{\Gamma}(p_0)$ determined in a (τ, d$\tilde{p}$) experiment is related to the "escape width" Γ_p from elastic scattering data [30]) by the relation $\tilde{\Gamma}(p_0) = \Gamma_p + WP_0$ with W the spreading width of the IAS and P_0 the probability for subsequent proton decay of degenerated $T_<$ states to the ground state of the target. However we have to distinguish here the one open-channel situation where the measured branching ratio should be equal to one and the many channels case (inelastic and neutron channels open) where the two quantities $\tilde{\Gamma}(p_0)$ and Γ_p should be equal as evidenced in a previous work [9]).

4.2. PARTICLE-PARTICLE ANGULAR CORRELATION FORMALISM

If we consider the reaction A(a, b)B the angular correlation of any further radiation p emitted by B, in the direction of b has the usual form [31])

$$W_{bp}(\theta_b, \phi_b, \theta_p, \phi_p) = \sum_{KQ} \rho_{KQ}(B) F_K(p, J_B, J_C) C_{KQ}(\theta_p, \phi_p), \tag{3}$$

where $\rho_{KQ}(B)$ contains all the information concerning the formation of the initial state B, $F_K(p, J_B, J_C)$ characterizes the nature (p) of the radiation and the spins $(J_B \to J_C)$ involved in the transitions and C_{KQ} is the renormalized spherical harmonic $C_{KQ} = (4\pi/(2K+1))^{\frac{1}{2}} Y_K(\theta, \phi)$.

In geometry II of Litherland and Ferguson (axial symmetric system) only $Q = 0$ terms contribute to the sum in eq. (3). In this case, the statistical tensor is related to the density matrix elements $P(M_B)$, which is diagonal, through the relation [ref. [31]), eq. (91)]

$$\rho_{K0}(B) = (2J_B+1)^{\frac{1}{2}} \sum_{M_B} (-1)^{J_B - M_B} \langle J_B J_B M_B - M_B | K0 \rangle P(M_B). \tag{4}$$

The $F_K(p, J_B, J_C)$ term is in general developed in the so-called "channel-spin" coupling scheme [33]), but we wish to express this quantity in the LS coupling scheme in order to directly obtain the amplitude of proton shell-model orbitals involved in the decay to final excited target states from the analysis of inelastic transitions. This expression for $F_K(p, J_B, J_C)$ can be deduced from that used in analysis of proton resonant inelastic scattering [34]) on a spin zero target ($J_A = 0$),

$$F_K(p, J_B, J_C) = (-1)^{J_B - J_C - \frac{1}{2}} ((2J_B+1)/\Gamma) \sum_{lj, l'j'} (\pm \Gamma^{\frac{1}{2}}_{lj})(\pm \Gamma^{\frac{1}{2}}_{l'j'}) \cos(\gamma_{lj} - \gamma_{l'j'})$$

$$\times \bar{Z}(ljl'j'; \tfrac{1}{2}K) W(jJ_B j'J_B; J_C K), \tag{5}$$

with Γ the total width of the initial state and Γ_{lj} the proton partial width lj involved in the decay to final state J_C. For the decay to the 0^+_1 ground state only one partial wave lj is present so that the constant coefficient of the angular correlation is equal to $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$. The de-excitation to final states with $J_C \neq 0$ involves competing partial waves lj, $l'j'$ with the relation $\sum_{lj} \Gamma_{lj} = \Gamma_{p'}$. The phase γ_{lj} is given by $\gamma_{lj} = \sigma_l + \xi_{lj}$ with σ_l and ξ_{lj} being respectively the Coulomb phase and the real part of optical phase. From eqs. (4) and (5), one can write the theoretical form of the angular correlation for the A(τ, d)B($\tilde{p}$)C process in geometry II of Litherland and Ferguson:

$$W(\theta) = \frac{2J_B+1}{\sqrt{2K+1}} \frac{1}{\Gamma} \sum_{\substack{lj, l'j' \\ M_B, K}} (-1)^{2J_B - J_C - M_B - \frac{1}{2}} \langle J_B J_B M_B - M_B | K0 \rangle P(M_B)(\pm \Gamma^{\frac{1}{2}}_{lj})(\pm \Gamma^{\frac{1}{2}}_{l'j'})$$

$$\times \cos(\gamma_{lj} - \gamma_{l'j'}) \bar{Z}(ljl'j'; \tfrac{1}{2}K) W(jJ_B j'J_B; J_C K) Q_K P_K(\cos\theta). \tag{6}$$

The sum goes over even values of K with

$$K_{max} \leqq \min[2J_B, \max(2l), \max(2j)], \qquad |J_B - J_C| \leqq j \leqq |J_B + J_C|.$$

Here Q_K are the usual attenuation coefficients for finite size of the proton detectors. For the case of the (τ, d) reaction on the zero spin target, only $M_B = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$ magnetic substates can be populated. Further, since the beam is unpolarized, we have $P(M_B) = P(-M_B)$. The population parameters of eq. (6) obey a normalization condition $\sum_{M_B} P(M_B) = 1$. Therefore the expression for the angular correlation contains one unknown ratio $P = P(M_B = \frac{3}{2})/P(M_B = \frac{3}{2}) + P(M_B = \frac{1}{2})$. This ratio was treated as a free parameter to be determined in the analysis of the experimental data. A slightly modified version of the computer code GRILLE [34]) was used to determine the values of the spins, proton partial widths and population parameters which give the minimum χ^2 fit to the data using eq. (6). For inelastic decay the quadratic nature of eq. (6) assures there will be multiple solutions in Γ_{lj}, $\Gamma_{l'j'}$, only one of which can be the physical solution.

4.3. POPULATION PARAMETERS, SPINS ASSIGNMENTS AND PROTON BRANCHING RATIOS

It will be interesting, before displaying the result of independent model analysis of the angular correlation, to evaluate the population parameters $P(M_B)$, in the framework of the DWBA theory of direct reactions. Satchler gives in ref. [31]) a general expression of the element $\rho_{M_B M'_B}$ of the density matrix describing the state J_B. Balamuth *et al.* [32]) have specialized this result to a spin zero target ($J_A = 0$) and axial symmetric systems (0° or 180° detection) and give the following expression as a result:

$$P(M_B) \equiv \langle M_B|\rho|M_B\rangle = (2J_B+1)\sum_{ll'ss'} A_{lsj}A^*_{l's'j}\sum_{m_a m_b}\beta^{l0m_b m_a}_{sJ_B}(\beta^{l'0m_b m_a}_{s'J_B})^*, \qquad (7)$$

where the A_{lsj} and the $\beta^{lmm_b m_a}_{sJ_B}$ are the usual spectroscopic coefficients and reduced amplitudes [31]). For a (τ, d) reaction on a spin-zero target, only one value of the orbital momentum l and spin s is allowed for the transferred proton so that eq. (7) for a given spin J_B can be written

$$P(M_B) = (2J_B+1)|A_{lsJ_B}|^2\sum_{m_b m_a}|\beta^{l0m_b m_a}_{sJ_B}|^2. \qquad (8)$$

In the absence of spin-orbit distortion in the entrance and the exit channels, the population of the $M_B = \frac{3}{2}$ magnetic substate should be equal to zero. The ratio P of population parameters was computed and listed as intermediate outputs using the program VENUS with the optical potentials of table 3. For all the levels observed in this work, the resulting values of P are found to lie between 10^{-6} to 10^{-4}. A systematic study of the variation of this ratio with the depth of the deuteron spin-orbit potential was carried out. The ratio P increases with increasing depth ($V_{s.o.}$ was varied from 0 to 10 MeV), but the maximum of P, in all cases, was lower than 0.1 %. The (τ, d) reaction proceeds through a direct proton transfer and at 0° the population

TABLE 6
Results for the analysis of the angular correlation data

Final nucleus	E_x (MeV)	J	l	$P_\Omega(l)$ (%)	P (%)	J^π [a])	$\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_2)/\Gamma$ (%)
^{51}V	9.39	$\frac{3}{2}$	1	1	8± 6				
			2	3					
		$\frac{5}{2}$	3	6	34± 4	$\frac{3}{2}^-$	96±5		
			4	10					
	10.54	$\frac{1}{2}$	1						
		$\frac{3}{2}$	1	1	51± 4	$\frac{1}{2}^-$	102±4		
			2	3					
	11.57	$\frac{3}{2}$	1	1	≈ 0				
			2	3					
		$\frac{5}{2}$	2	3	19± 6	$\frac{5}{2}^-$	46±2	22±4	
			3	6					
		$\frac{7}{2}$	3	6	38± 7				
			4	10					
	13.20	$\frac{5}{2}$	2	3	2±13				
			3	6					
		$\frac{7}{2}$	3	6	10± 9	$(\frac{9}{2})^+$	15±1	14±2	≦ 5
			4	10					
		$\frac{9}{2}$	4	10	14± 6				
			5	15					
^{49}V	7.74	$\frac{3}{2}$	1	1	10± 5				
			2	3					
		$\frac{5}{2}$	2	3	34± 4	$\frac{3}{2}^-$	101±5		
			3	6					
	9.66	$\frac{3}{2}$	1	1	8± 9				
			2	3					
		$\frac{5}{2}$	2	3	33± 7	$\frac{3}{2}^{(-)}$	67±5	42±4	
			3	6					
		$\frac{7}{2}$	3	6	41± 7				
			4	10					
	10.92	$\frac{3}{2}$	1	1	6±13				
			2	3					
		$\frac{5}{2}$	2	3	18± 9	$(\frac{5}{2})^+$	31±5	55±8	
			3	6					
		$\frac{7}{2}$	3	6	27± 8				
			4	10					
		$\frac{9}{2}$	4	10	36±12				
			5	15					

[a]) Adopted J^π values (see discussion in text).

of the $M_B = \frac{3}{2}$ magnetic substate should be very small as confirmed by the calculation. However due to the finite solid angle of the zero degree spectrometer, the $M_B = \frac{3}{2}$ magnetic substate could be populated. In first order approximation taking a cone of detection of half-angle ξ this effect should be of the order of $\frac{1}{2}l(l+1)\xi^2$ where l is the proton transfer angular momentum [7]). For all the levels

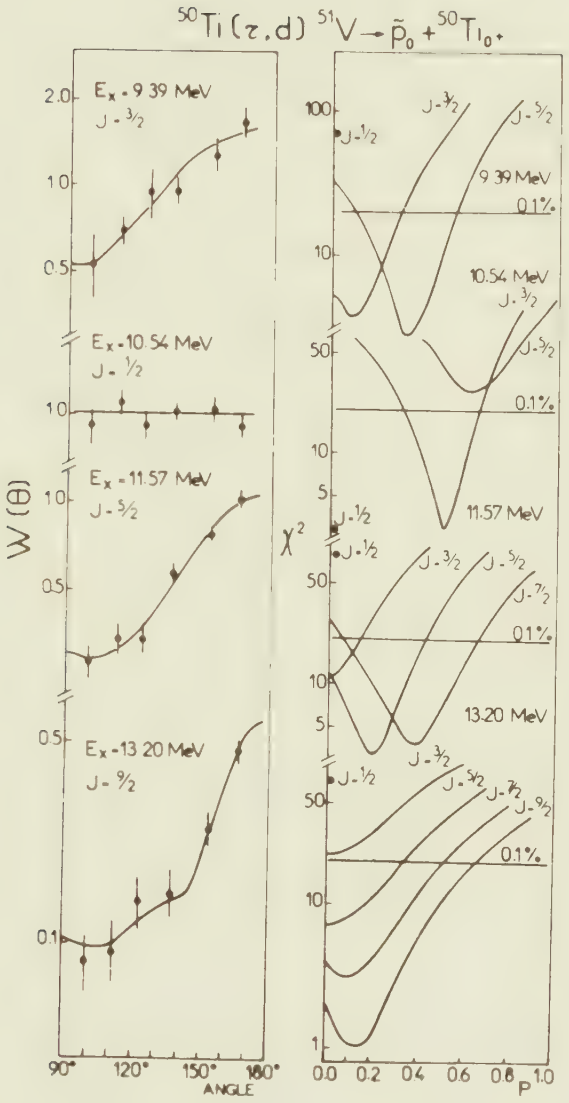


Fig. 6. Angular correlations and χ^2 plot versus population parameters P for the reaction ^{50}Ti(τ, d)^{51}V(p̃$_0$) ^{50}Ti (g.s.). Theoretical fits of the angular correlation are for P-values for which χ^2 is minimum.

analysed here we have made a comparison between experimental values of P (which lead for a given spin assumption to a χ^2 value lower than the 0.1 % confidence limit) and the quantity $P_\Omega(l) = \frac{1}{2}l(l+1)\xi^2$ for an average value $\xi = 6°$. The quantities P and $P_\Omega(l)$ are listed in table 6 together with the adopted spin values and the measured proton branching ratios. The experimental angular distribution and the theoretical curves for protons decaying to the ground and first excited 2^+ state of ^{48}Ti and

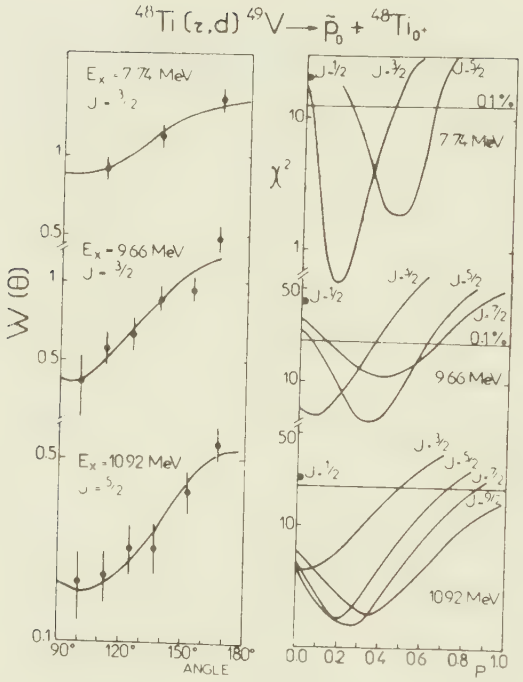


Fig. 7. Angular correlation and χ^2 plots versus population parameters P for the reaction ^{48}Ti(τ, d)^{49}V($\tilde{p}_0$) ^{48}Ti (g.s.). Theoretical fit of the angular correlation are for P-values for which χ^2 is minimum.

^{50}Ti nuclei are shown in figs. 6, 7 and 8. Spin assignments are now discussed for each final state according to its excitation energy in ^{51}V and ^{49}V nuclei.

The 9.39 MeV level in ^{51}V. The least-squares fit gives $J = \frac{3}{2}$ and $\frac{5}{2}$. The $l = 1$ angular distribution from the (τ, d) data leads to a unique spin and parity $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ for this level. The proton branching to the ground state $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ was found to be equal to 0.96 ± 0.05 which is consistent with the expected value of one in a single channel situation.

The 10.54 MeV level in ^{51}V. The angular correlation data leads to $J = \frac{1}{2}$ and $\frac{3}{2}$. From the stripping result a $l = 1$ transfer was assigned to this level. We can also notice from table 6 that for $J = \frac{3}{2}$, the population parameter value is inconsistent with the expected one from finite solid angle effects. On this basis, the adopted spin and parity is $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ for this level. A $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ value of 1.02 ± 0.04 is obtained for ground-state proton decay.

The 11.57 MeV level in ^{51}V. Only a $J = \frac{1}{2}$ value can be excluded from the angular correlation analysis. However the study of the (τ, d) reaction limits the transferred angular momentum to $l = 3$. In addition, the deduced values of P for the $J = \frac{7}{2}$ assumption is large (see table 6) compared to those for $J = \frac{5}{2}$ which fit more closely the theoretical values. Therefore, we have adopted $J^\pi = \frac{5}{2}$ for this state. The proton branching ratio to the ground state $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ was found to be 0.46 ± 0.02 and the

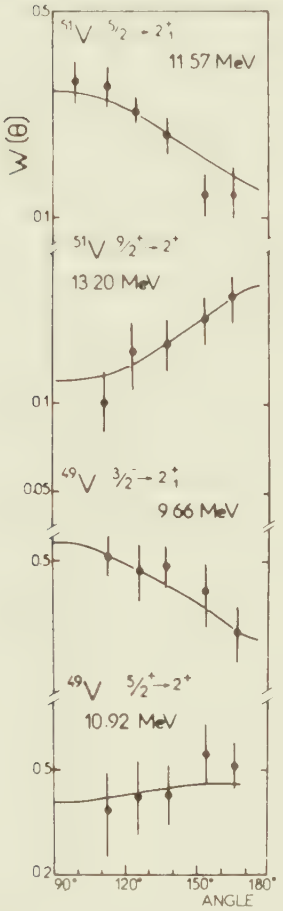


Fig. 8. Angular correlation data for the reactions ^{48,50}Ti(τ, d)^{49,51}V($\tilde{p}_1$)$^{48,50}_{2^+}$Ti. Theoretical curves are for proton partial widths which are solutions of eq. (6) and are listed in tables 7 and 8.

decay to the first excited 2^+_1 state of ^{50}Ti has a branching of $\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma = 0.22 \pm 0.04$. The inelastic angular distribution was analysed using eq. (6) with population parameters P fixed by the measurement from the ground-state decay. Proton configurations, $2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$ and $1f_{\frac{5}{2}}$ which can be coupled to the 2^+_1 to give $\frac{5}{2}^-$ state were included in the analysis. The least-squres fit gives two different sets of proton partial widths (see subsect. 5.1).

The 13.20 MeV level in ^{51}*V*. The values $J = \frac{1}{2}$ and $\frac{3}{2}$ are rejected on the grounds of angular correlation analysis. The present results combined with those of the study of the (τ, d) reaction lead to J^π values of $\frac{7}{2}^+$, $\frac{9}{2}^+$. However no significant strength from the $1g_{\frac{7}{2}}$ shell-model orbital is expected in ^{51}V in this region of excitation energy. Therefore, the spin and parity proposed for the 13.20 MeV level in ^{51}V is $J^\pi = \frac{9}{2}^+$. This assumption will be reinforced by spectroscopic factor considerations and

comparison with the (d, p) results in subsect. 5.1. The ground and first excited state proton branching ratios were found to be equal. Analysis of the inelastic transition $\frac{9}{2}^+$ to 2^+ was performed by introducing $2d_{\frac{3}{2}}$ and $1g_{\frac{9}{2}}$ waves to describe the proton coupling to the 2_1^+. The solutions of the quadratic equation in $\Gamma_{\tilde{p}}^J$ will be discussed in subsect. 5.1. An upper limit for the proton branching to the second excited 4^+ state of ^{50}Ti has been estimated at 5 %.

The 7.74 MeV level in ^{49}V. The conclusion of the analysis for this level is the same as for the 9.39 MeV state in ^{51}V. The value $J = \frac{1}{2}$ is excluded and the $l = 1$ angular distribution gives a definte spin assignment $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ for this state. Branching to the ground state (1.01 ± 0.05) is also consistent here with the expected value.

The 9.66 MeV level in ^{49}V. For this state, no angular distribution is available from the (τ, d) study. However the least-squares fit gives $J = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ or $\frac{7}{2}$. For $J = \frac{5}{2}$ and $\frac{7}{2}$, the population parameters are large and in contradiction with the expected ones listed in table 6. The adopted spin for the 9.66 MeV level is $J = \frac{3}{2}$. No channel other than the $\tilde{p}_0$ and $\tilde{p}_1$ was open and the sum $\Gamma(p_0)+\Gamma(p_1)/\Gamma$ is found to be consistent with a value of one. The inelastic transition was analysed by taking into account possible $p_{\frac{3}{2}}$, $p_{\frac{1}{2}}$ and $f_{\frac{5}{2}}$ proton configurations.

The 10.92 MeV level in ^{49}V. The proton angular distribution limits J-values to $\frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$ and $\frac{9}{2}$. The $l = 2$ transfer observed for this state gives J^π values of $\frac{3}{2}^+$ or $\frac{5}{2}^+$. The only proton shell-model orbital observed in this nucleus is the $2d_{\frac{3}{2}}$ one. We propose on this basis the spin and parity $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ for this state. Proton partial waves $s_{\frac{1}{2}}$ and $d_{\frac{3}{2}}$ were used to describe the coupling to the 2^+ state.

5. Discussion and interpretation

The combined spectroscopic information from the distorted waves and angular correlation analysis is presented in table 7 for levels in ^{49}V and table 8 for ^{51}V states. Identification of the observed levels in both nuclei with the IAS of low-lying levels of ^{49,51}Ti nuclei is now discussed. Our results are compared with the previous (p, p), (p, p′) reports and (d, p) spectroscopic data. The deduced Coulomb energy differences of the ^{49}V-^{49}Ti and ^{51}V-^{51}Ti analog pairs are listed in table 9 together with other determinations and semi-empirical calculations.

5.1. ISOBARIC ANALOG STATES IN ^{49}V

Five levels in ^{49}V are identified as IAS of ^{49}Ti states from this analysis of the (τ, d) and (τ, d$\tilde{p}$) reactions on the basis of their excitation energy, angular momentum transfer, spin and deduced single-particle strength. Three of them are observed here for the first time.

The 7.74 MeV level has already been observed as a resonance populated by an $l_p = 1$ wave in (p, γ) and (p, p) reactions [14]) and was identified with the analog of the first $\frac{3}{2}^-$ excited state of ^{49}Ti. Our J^π assignment and the deduced $S^>$ strength

TABLE 7

Energies, quantum numbers, proton partial widths and spectroscopic factors for IAS in ^{49}V

E_x(IAS) (MeV)	E_x(parent states [a]) (MeV)	lJ	$S^>$	S_{dp} [a]	$\bar{\Gamma}_p(0^+)$ (keV)	Γ_p (keV)	$\sum\bar{\Gamma}_p(2^+)$ (keV)	$\Gamma^{lJ}_{s.p.}(2^+)$ [b] (keV)	$\Gamma^{lJ}_p(2^+)$ [c] (keV) probable solution	$\Gamma^{lJ}_p(2^+)$ [c] (keV) other solution	$S^{lJ}_{pp'}$ [d]	$\sum S$
7.74	1.38	$p_{\frac{1}{2}}$	0.92	0.71	9×10^{-3}	$(14\pm5)\times10^{-3}$ [f]						
9.66	3.26	$p_{\frac{1}{2}}$		0.28	≈ 0	3.95±0.5 [g]	2.76	$p_{\frac{1}{2}}$ 2.30 $p_{\frac{3}{2}}$ 2.80 $f_{\frac{5}{2}}$ 0.02	$p_{\frac{1}{2}}$ 2.20 $p_{\frac{3}{2}}$ 0.55		$p_{\frac{1}{2}}\otimes2^+$ 0.96 $p_{\frac{3}{2}}\otimes2^+$ 0.20	1.44
10.23	3.84	$f_{\frac{5}{2}}$	0.21	0.14	0.4							
10.93	4.51	$d_{\frac{3}{2}}$	0.12	0.07	8.8		15.7	$s_{\frac{1}{2}}$ 122.0 $d_{\frac{3}{2}}$ 19.20 $g_{\frac{7}{2}}$ 0.090	$s_{\frac{1}{2}}$ 5.8 $d_{\frac{3}{2}}$ 9.9	$s_{\frac{1}{2}}$ 10.0 $d_{\frac{3}{2}}$ 5.7	$s_{\frac{1}{2}}\otimes2^+$ 0.05 $d_{\frac{3}{2}}\otimes2^+$ 0.58	0.75
11.15	4.77	$g_{\frac{7}{2}}$	0.15	0.32	0.2							

[a]) Excitation energies and S_{dp} numbers for the parent states are from ref. [21]).

[b]) The $\Gamma^{lJ}_{s.p}(2^+)$ are the single-particle widths for a given lJ proton partial wave involved in the decay to final 2^+ state. They are calculated using the program GAMOV.

[c]) The $\Gamma^{lJ}_p(2^+)$ are the experimental values of proton partial widths deduced for the analysis of the angular correlation.

[d]) Here $S^{lJ}_{pp'} = \Gamma^{lJ}_p(2^+)/\Gamma^{lJ}_{s.p}(2^+)$.

[e]) Spectroscopic factor of a given IAS obey the sum rule $\sum S = S^> + \sum_{lJ} S^{lJ}_{pp'} = 1$.

[f]) Ref. [14]). [g]) Ref. 2).

TABLE 8

Energies, quantum numbers, proton partials widths and spectroscopic factors for IAS in ^{51}V

E_x (IAS)	E_x(parent state [a]) (MeV)	lj	$S^>$	S_{dp} [a]	S_{pp}	S_{theo} [b]	$\bar{\Gamma}_p(0^+)$ (keV)	Γ_p (keV)	$\sum\Gamma_p(2^+)$ (keV)	$\Gamma_{p'}$ [c] (keV)	$\Gamma^{lJ}_{p',n}(2^+)$ (keV)	$\Gamma^{lJ}_p(2^+)$ (keV) probable solution	$\Gamma^{lJ}_p(2^+)$ (keV) other solution	$S^{lJ}_{pp'}$	$\sum S$
9.39	0.00	$p_{\frac{3}{2}}$	0.85	0.96	0.46 [d]	0.89	0.10	$(65\pm18)\times10^{-3}$ [d]							0.86
10.54	1.16	$p_{\frac{1}{2}}$	0.67	0.71	0.34 [d]	0.50	8.66	4.1 [d]							0.67
11.57	2.14	$f_{\frac{5}{2}}$	0.54	0.51	0.21 [c]	0.21	0.81	3.78 ± 1.1 [c]	0.40	0.12 ± 0.09	$p_{\frac{3}{2}}$ 2.06 $p_{\frac{1}{2}}$ 2.40 $f_{\frac{5}{2}}$ 0.02	$p_{\frac{3}{2}}$ 0.20 $p_{\frac{1}{2}}$ 0.19 $f_{\frac{5}{2}}$	$p_{\frac{3}{2}}$ 0.21 $p_{\frac{1}{2}}$ 0.17 $f_{\frac{5}{2}}$ 0.02	$p_{\frac{3}{2}}\otimes2^+$ 0.10 [e] $p_{\frac{1}{2}}\otimes2^+$ 0.08	0.72
13.20	3.76	$g_{\frac{9}{2}}$	0.37	0.58			1.11		0.98		$d_{\frac{3}{2}}$ 25.0 $g_{\frac{9}{2}}$ 0.18	$d_{\frac{5}{2}}$ 0.95 $g_{\frac{9}{2}}$ 0.03	$d_{\frac{3}{2}}$ 0.38 $g_{\frac{9}{2}}$ 0.60	$d_{\frac{3}{2}}\otimes2^+$ 0.04 $g_{\frac{9}{2}}\otimes2^+$ 0.19	0.60

[a]) Ref. [21]). [b]) Ref. [38]). [c]) Ref. [16]). [d]) Ref. [3]).

[e]) In ref. [37]), Snyder *et al.* found the following values for $S^{lJ}_{pp'}$: $S^{1\frac{3}{2}}_{pp'} = 0.24$, $S^{1\frac{1}{2}}_{pp'} = 0.40$ whereas theoretical calculations of ref. [38]) give: $S^{1\frac{3}{2}}_{pp'} = 10^{-4}$, $S^{1\frac{1}{2}}_{pp'} = 0.21$.

TABLE 9
Coulomb displacements energies for the ^{49}V-^{49}Ti and ^{51}V-^{51}Ti analog pairs

Target isotope	Analog pair	E_x(IAS) (keV)	E_x(parent) [a] (keV)	ΔE_c (keV)		
				measured	previous work	calculated
^{48}Ti	^{49}V-^{49}Ti	7745 ± 7	1382 ± 10	7746 ± 17	7754 ± 9 [b]	
		9662 ± 10	3266 ± 10	7779 ± 20	7774 ± 10 [c]	
		10230 ± 10	3848 ± 10	7765 ± 20		7801 ± 40
		10925 ± 7	4511 ± 15	7797 ± 25		
		11150 ± 7	4771 ± 15	7762 ± 25		
^{50}Ti	^{51}V-^{51}Ti	9390 ± 7	0	7714 ± 13	7723 ± 7 [b]	
		10545 ± 10	1160 ± 10	7709 ± 20	7712 ± 12 [d]	7684 ± 40
		11570 ± 7	2136 ± 10	7758 ± 20		
		13200 ± 7	3759 ± 10	7765 ± 20		

[a]) Ref. [20]), and ref. [22]).
[b]) Ref. [14]). [c]) Ref. [2]). [d]) Ref. 3).

as compared with the (d, p) results confirm this identification. The ground-state partial width $\Gamma(\tilde{p}_0)$ extracted from the $S^>$ value and single-particle widths (as mentioned in subsect. 4.1) was found to be equal to 9 eV which is in close agreement with the experimental value of 14 ± 5 eV [ref. [14])]. In the high resolution study of the ^{48}Ti(p, p) reaction, Prochnow *et al.* [2]) have observed a $\frac{3}{2}^-$ analog resonance at a proton c.m. energy of $E_p = 2891 \pm 8$ keV. The corresponding excitation energy in ^{49}V ($E_x = 9.650 \pm 9$ keV) is consistent with the measured one for the 9.66 MeV level observed in this work. The $J = \frac{3}{2}$ spin established in this analysis leads to the identification of this level with the $E_p = 2891 \pm 8$ keV analog resonance of the $\frac{3}{2}^-$ parent level at 3.26 MeV in ^{49}Ti. From our determination of the branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma(\tilde{p}_0)$ and the elastic partial wave of ref. [2]) (3.95 ± 0.5 keV) we have deduced for this IAS an inelastic partial width of 2.76 keV. The analysis of the proton angular distribution for the 2^+ decay (see table 7) shows that the wave function of the 3.26 MeV parent level in ^{49}Ti contains strong admixture of $p_{\frac{3}{2}}$ and $p_{\frac{1}{2}}$ waves coupled to the 2_1^+ level. The sum of the spectroscopic factors $S^> + S_{pp}$, exceeds unity and this could be explained by experimental errors on the elastic width and uncertainties in the single-particle widths.

The 10.23 MeV state strongly populated by the ^{48}Ti(τ, d) reaction has an excitation energy which makes possible its identification with the analog of the $\frac{5}{2}^-$ 3.84 MeV state in ^{49}Ti. The $l = 3$ stripping angular distribution agrees with this assumption. Moreover the spectroscopic factor found for $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ gives reasonable agreement between (τ, d) and (d, p) results (see table 7). The 10.93 MeV state seems to be the analog of the first significant fragment of the $2d_{\frac{3}{2}}$ strength located at 4.51 MeV in ^{49}Ti. The excitation energy, the strong population in the (τ, d) process, the l- and J-values and the spectroscopic factor confirm this assumption. The 10.92 MeV is proposed as the analog of the $\frac{5}{2}^+$, 4.51 MeV level in ^{49}Ti. Analysis of the inelastic

decay gives the wave function components describing a $2d_{\frac{3}{2}}$ or a $3s_{\frac{1}{2}}$ neutron coupled to the 2_1^+. The solution with small $3s_{\frac{1}{2}}$ component (see table 7) was selected because of the very high excitation energy of the $3s_{\frac{1}{2}}$ single-particle strength in ^{49}Ti. The relatively small $S^>$ value found for this level agrees with the existence of a large $d_{\frac{3}{2}} \otimes 2_1^+$ amplitude in the wave function of the parent level. At an excitation energy of 4.71 MeV in ^{49}Ti we found a level with a strong $1g_{\frac{7}{2}}$ strength. The IAS of this level should be located in ^{49}V around 11.20 MeV. The excited level at 11.15 MeV in the (τ, d) study which has a $l = 4$ angular distribution is believed to be the expected state. The (τ, d) spectroscopic factor is a factor of two lower than those found from (d, p) analysis. However for the 10.92 and 11.15 MeV levels, one could notice relatively large variations of the $S^>$ values with respect to the S_{dp} numbers. These discrepancies are believed to be accounted for by uncertainties in both the distorted waves analysis of the present work and the previous (d, p) reports.

From the excitation energy of the observed IAS and of their parent levels, one can extract the Coulomb displacement energies $\Delta E_C(^{49}\text{V}\text{-}^{49}\text{Ti})$ using the relationship

$$\Delta E_C = E_x(\text{IAS}) - E_x(\text{parent}) + \delta_{np} + \Delta M(^{49}\text{V}\text{-}^{49}\text{Ti}), \tag{9}$$

where $\Delta M(^{49}\text{V}\text{-}^{49}\text{Ti})$ is the difference between the mass excess of ^{49}V and ^{49}Ti nuclei and δ_{np} is the neutron-proton mass differences. The results for the five IAS studied in this work are summarized in table 9 and compared with previous results and with the calculated value using the semi-empirical relation [35]) $\Delta E_C = b_1(\bar{Z}/A^{\frac{1}{3}}) + b^2$ where $\bar{Z} = Z_> + \frac{1}{2}$ is the average charge of the isobar analog pair, $b_1 = 1430 \pm 2.6$ and $b_2 = -992 \pm 22.6$. The observed ΔE_C are in a close agreement with previous determinations and are consistent with the calculated value within the experimental errors.

5.2. ISOBARIC ANALOG STATES IN ^{51}V

The level at 9.39, 10.54, 11.57 and 13.20 MeV in ^{51}V are identified as the analog of respectively the ground, 1.16, 2.136 and 3.759 MeV states of ^{51}Ti.

The $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ ground-state analog of ^{51}Ti was observed as a split resonance in previous proton capture and scattering experiments [3, 13-15]) populated by an $l = 1$ wave. The excitation energy, spin and parity ($\frac{3}{2}^-$) and spectroscopic factor from the (τ, d) data confirm this assignment. The analog level of the first $\frac{1}{2}^-$ excited state of ^{51}Ti has been also observed by Prochnow *et al.* [3]) and Gaarde *et al.* [13]). The resonance energy and angular momentum of the captured proton ($l_p = 1$) fits very well our (τ, d) and (τ, dp̃) results (see table 8). Good agreement is also obtained concerning $S^>$ number as compared with the S_{dp} value.

Quite a large amount of experimental work is concerned with the observation and analysis of the decay properties [16, 17, 36, 37]) of the $E_p = 3.592$ MeV $\frac{5}{2}^-$ resonance. This level was proposed as the analog of the 2.136 MeV $\frac{5}{2}^-$ state of ^{51}Ti [ref. [16])]. In addition, a core coupling calculation by Divadeenam *et al.* [38]) gives the main

components of the wave function for this state. The excitation energy and the spin and parity from our analysis agree with the proposed identification. Further the $f_{\frac{7}{2}}$ single-particle strength is consistent with the (d, p) results of Kocker *et al.* [21]) but is too large compared with the S_{pp} values from ref. [16]) and theoretical number from ref. [35]). If we compare first experimental quantities, our proton branching ratio to the ground state $\bar{\Gamma}(p_0)/\Gamma = 0.46 \pm 0.02$ agrees with those found by Abbondanno *et al.* [17]) (0.37) but is not consistent with the (p, p′γ) results of ref. [16]) (0.97 ± 0.26). The discrepancy with the data of Price *et al.*[16]) is found larger in regard to the results of inelastic decay (see table 8). In the (p, p′γ) and (p, p′) studies of refs. [16,36,37]), the strong excitation of a close $\frac{3}{2}^-$ analog resonance makes difficult the extraction of the $\Gamma_{p'}$ inelastic partial width whereas in this work the very low single-particle strength (0.06) [17]) of the $\frac{3}{2}^-$ $E_p = 3.607$ MeV resonance assures that the observed inelastic transition in the (τ, dp̃) study comes from the decay of the $\frac{5}{2}^-$ analog level at 11.57 MeV. The analysis of the angular correlation for a proton decaying to the 2_1^+ state of ^{50}Ti shown in fig. 8, gives a measure of the neutron core-excited state coupling components of the parent level wave function. The inclusion of a $1f_{\frac{5}{2}}$ proton partial wave in the analysis does not change significantly the quality of the fit. Therefore, we have selected the solution without a $f_{\frac{5}{2}}$ component for the proton partial widths. This result is not consistent with the previous (p, p′) analysis of Snyder *et al.* [34]) and this can be explained by the vicinity of the $\frac{3}{2}^-$ resonance and the $\Gamma_{p'}$ value used which is taken from ref. [16]). The theoretical calculations of Divadeenam *et al.* [38]) found a strong $p_{\frac{3}{2}}$ component whereas from our analysis we deduced large mixing between $p_{\frac{1}{2}}$ and $p_{\frac{3}{2}}$ proton partial waves (see table 8).

The isobaric analog state of the main $1g_{\frac{9}{2}}$ component at 3.759 MeV in ^{51}Ti is observed for the first time in this work. The 13.20 MeV level in ^{51}V suggested a spin from both (τ, d) and (τ, dp̃) data ($\frac{9}{2}^+$), excitation energy (corrected for Coulomb energy difference) and spectroscopic factors are in agreement with the quantum number and spectroscopic strength of the $g_{\frac{9}{2}}$ level at 3.759 MeV in ^{51}Ti. Analysis of the decay to the 2_1^+ state leads to quantitative values to describe the $2d_{\frac{5}{2}}$ or $1g_{\frac{9}{2}}$ neutron coupled to the 2^+ excited level of ^{50}Ti. Two different solutions are obtained and are shown in table 8. However one of them gives a too large experimental $g_{\frac{9}{2}}$ width (0.60 keV) as compared to the single-particle one (0.18 keV) and was therefore rejected. The adopted solution gives the following wave function for the $g_{\frac{9}{2}}$ 3.759 MeV level in ^{51}Ti

$$\Psi_{g_{\frac{9}{2}}}(3.759) = \pm 0.61|^{50}\mathrm{Ti}(0^+) \otimes g_{\frac{9}{2}}\rangle - 0.436|^{50}\mathrm{Ti}(2^+) \otimes g_{\frac{9}{2}}\rangle + 0.20|^{50}\mathrm{Ti}(2^+) \otimes d_{\frac{5}{2}}\rangle + \text{other terms.}$$

Coulomb energies deduced for IAS in ^{51}V are listed in table 9 and compared with the previous measurements and the calculated value using the same equation as for the ^{49}V-^{49}Ti analog pair. Also satisfactory agreement is obtained here between the experimental and calculated values.

We wish to thank Dr. W. R. Coker who kindly makes available to us the computer codes GAMOV and VENUS and Dr. J. L. Foster for the use of the modified version of the computer code GRILLE. The technical assistance of MM. A. Richard, R. Sellem, F. Samaran and M. T. Commault is greatly appreciated. We acknowledge the operating crew of the ORSAY tandem Van de Graaff accelerator for their efficient cooperation.

References

1) G. B. Vingiani and R. A. Ricci, The structure of $1f_{\frac{7}{2}}$ nuclei, ed. R. A. Ricci (Edit. Compositori, Bologna, 1971)
2) N. H. Prochnow, H. W. Newson, E. G. Bilpuch and G. E. Mitchell, Nucl. Phys. **A194** (1972) 353
3) N. H. Prochnow, H. W. Newson, E. G. Bilpuch and G. E. Mitchell, Nucl. Phys. **A213** (1973) 134
4) J. C. Browne, H. W. Newson, E. G. Bilpuch and G. E. Mitchell, Nucl. Phys. **A153** (1970) 481
5) S. Maripuu, J. C. Mantharathil and C. P. Poirier, Phys. Lett. **41B** (1972) 148
6) E. R. Cosman, D. C. Slater and J. E. Spencer, Phys. Rev. **182** (1968) 1131
7) A. E. Litherland and A. J. Ferguson, Can. J. Phys. **39** (1961) 788
8) S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison and J. P. Schapira, Proc. Int. Conf. on Nuclear structure and spectroscopy, Amsterdam 1974, vol. 1, ed. H. P. Block and A. E. L. Dieperink, p. 221
9) S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison and J. P. Schapira, Phys. Lett. **56B** (1975) 449
10) D. J. Pullen, B. Rosner and O. Hansen, Phys. Rev. **166** (1968) 1142
11) D. J. Pullen, B. Rosner and O. Hansen, Phys. Rev. **177** (1969) 1568
12) C. Gaarde, K. Kemp and T. Nielsen, Nucl. Phys. **A118** (1968) 641
13) C. Gaarde, K. Kemp, Y. V. Naumov and P. K. Amundsen, Nucl. Phys. **A143** (1970) 497
14) S. Maripuu, Nucl. Phys. **A153** (1970) 183
15) C. Rossi-Alvarez and G. B. Vingiani, Nuovo Cim. **17A** (1973) 721
16) H. G. Price, Nucl. Phys. **A165** (1971) 593
17) U. Abbondanno, R. Giacomichi and M. Lagnero, Lett. Nuovo Cim. **2** (1971) 839
18) O. Maplles, Nucl. Data **A11** (1972) 283
19) F. D. Becchetti, D. Dehnhard and T. G. Dzybay, Nucl. Phys. **A160** (1971) 151
20) A. E. Ball, G. Brown, A. Denning and R. N. Glover, Nucl. Phys. **A183** (1972) 472
21) D. C. Kocker and W. Haeberli, Nucl. Phys. **A196** (1972) 225
22) P. D. Barnes, C. K. Bockeuman, O. L. E. Hansen and A. Sperduto, Phys. Rev. **136** (1964) B438
23) H. Laurent, J. P. Schapira, S. Fortier, S. Gales and J. M. Maison, Nucl. Instr. **117** (1974) 17
24) W. R. Coker and G. W. Hoffmann, Z. Phys. **263** (1973) 179
25) W. R. Coker, Phys. Rev. **C7** (1973) 2426
26) T. Tamura, W. R. Coker and F. J. Rejbicki, Comp. Phys. Com. **2** (1971) 94
27) G. M. Perey and F. G. Perey, Nucl. Data **A13** (1974) 293
28) P. P. Urone, L. W. Put, B. W. Ridley and G. D. Jones, Nucl. Phys. **A163** (1969) 396
29) G. Heil, G. Klier and H. Wilsch, Nucl. Phys. **A191** (1972) 489
30) P. Richard, Nuclear isospin, ed. J. P. Anderson, S. D. Bloom, J. Cerny and W. W. True (Academic Press, New York, 1969)
31) G. R. Satchler, Nucl. Phys. **55** (1964) 1
32) D. P. Balamuth, G. P. Anastassiou and R. W. Zurmühle, Phys. Rev. **C2** (1970) 215
33) J. G. Pronko and R. A. Lindgren, Nucl. Instr. **98** (1972) 445
34) R. Martin *et al.*, Nucl. Phys. **A210** (1973) 221
35) J. Janecke, Isospin in nuclear physics, ed. D. H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam 1969)
36) J. F. Morgan *et al.*, Phys. Rev. **C6** (1972) 2126
37) F. D. Snyder and B. D. Kern, Phys. Rev. **C8** (1973) 2267
38) D. Divadeenam and W. P. Beres, Phys. Lett. **36B** (1969) 598
39) Nucl. Data Tables **9** (1971) 4–5

1.E.1:
1.E.7

Nuclear Physics **A268** (1976) 257–292; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*
Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

PROTON STATES IN ^{59}Cu AND STRUCTURE OF THE ^{59}Cu-^{59}Ni ANALOG PAIR

S. GALÈS, S. FORTIER, H. LAURENT, J. M. MAISON and J. P. SCHAPIRA

Institut de Physique Nucléaire, BP no. 1, 91406 – Orsay, France

Received 12 February 1976
(Revised 21 May 1976)

Abstract: The ^{58}Ni(τ, d) stripping reaction has been studied at 25 MeV incident energy for ^{59}Cu levels located above the proton threshold with a split-pole spectrometer. Seventy-four states between 3.8 and 9.0 MeV excitation energy were observed in ^{59}Cu. The main components of the $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, $1g_{9/2}$ and $2d_{5/2}$ analog states of ^{59}Ni levels were identified. Angular distributions of transitions to 67 unbound levels in ^{59}Cu have been extracted and analysed with DWBA and Gamow functions as form factors to yield absolute spectroscopic strength. The ^{58}Ni(τ, dp̄) was performed at 24 MeV incident energy. The angular distributions of the emitted protons were measured in coincidence using method II of Litherland and Ferguson with 0° detection of deuteron groups. Spins, population parameters and branching ratios of proton partial widths to the ground and excited states of the target were determined from the analysis of the angular correlation data. The results of these two experiments provide a large number of spectroscopic properties of proton states in ^{59}Cu and in particular of analog levels of ^{59}Ni low-lying states. The $p_{3/2}$, $g_{9/2}$ and $d_{5/2}$ IAS are observed to be fragmented into at least two individual levels. The summed spectroscopic factors and the centroid energies of the proton states in ^{59}Cu are obtained. A comparison is made with the previous (τ, d), (p, γ), (p, p) and (d, p) results on the same target. The amplitudes of neutron coupling to the first 2^+ excited state in ^{58}Ni are also determined for the $g_{9/2}$ and $d_{5/2}$ isobaric analog states in ^{59}Cu.

E NUCLEAR REACTIONS ^{58}Ni(τ, d), $E = 25$ MeV; measured $\sigma(E, \theta)$. ^{58}Ni(τ, dp̄), $E = 24$ MeV; measured $\sigma(E_d, E_{\bar{p}}, \theta_{\bar{p}})$. ^{59}Cu deduced levels l, J, π, spectroscopic factors, isobaric analog states, population parameters, Γ_p, $\Gamma_{p'}$, $S_{pp'}$. ^{59}Ni-^{59}Cu isotopes deduced Coulomb energy differences. Enriched target.

1. Introduction

The spectroscopic properties of proton states in ^{59}Cu have been studied by means of various proton transfer reactions [1–5]) at different bombarding energies. However the deduced spectroscopic information from these studies was always limited to levels in ^{59}Cu located below 4.3 MeV excitation energy due to the unbound nature of the higher proton states. In addition to the known ambiguity of spin assignments resulting from transfer reaction, the previous data shows clearly that a small amount of the $1g_{\frac{7}{2}}$ and $2d_{\frac{3}{2}}$ proton strengths has been observed in this nuclei. It has been shown in a recent paper [6]) that the study of the (τ, d) reaction leading to isobaric analog states (IAS) and measurements of their subsequent proton decay by means of

the (τ, d$\tilde{p}$) reaction investigated in a suitable geometry lead to spectroscopic quantities (e.g angular momentum transfer, spin and parity, spectroscopic factor, proton partial widths to the ground and excited states of the target) which describe rather completely the properties of an unbound level.

As part of an overall study of the proton decay of IAS in f-p shell nuclei [6,7]), this experimental method has been applied here to the investigation of both $T_<$ and $T_>$ components of proton states located between 3.8 and 9.0 MeV excitation energy in the ^{59}Cu nucleus. Two recent works on IAS states in ^{59}Cu [refs. [8,9])] by proton capture reaction have yielded more information concerning the spins and the γ-decay scheme of low-lying levels in ^{59}Cu (below E_x = 4.0 MeV), together with a more accurate investigation of the decay of the $g_{\frac{9}{2}}$ IAS [8]) and identification of two analog resonances [9]) with the $p_{\frac{3}{2}}$ 0.878 MeV and $p_{\frac{1}{2}}$ 1.301 MeV levels in ^{59}Ni.

2. Experimental procedure and results

The ^{58}Ni(τ, d)^{59}Cu and ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}$) reactions have been performed with the ORSAY MP Tandem accelerator at respectively 25 and 24 MeV incident energy. The experimental set-up and procedure for both the spectrograph and angular correlation data were almost the same as in our previous study [6]) of the ^{48,50}Ti(τ, d) and ^{48,50}Ti(τ, d$\tilde{p}$) reactions and will be discussed only briefly in this paper.

2.1. SPECTROGRAPH DATA

The target consisted of self-supporting metal foil of 99.9 % enriched ^{58}Ni with a thickness of 100 μg/cm^2. The deuterons were detected using five solid state 700 μm thick position sensitive detectors in the focal plane of a split-pole spectrometer. The overall energy resolution was 15–17 keV full width at half maximum. The data was taken in 5° steps from 9° to 50° lab angle. Two deuteron spectra (for two successive magnetic fields) covering the excitation energy range between 3.8 to 9.5 MeV in ^{59}Cu and recorded at a reaction angle of 20° are shown in fig. 1. The number on top of the peaks refer to nuclear levels in ^{59}Cu. The corresponding excitation energies are reported in table 1 with an uncertainty of 6 keV except for the weakly excited levels where it can reach 9 keV. In the same table are presented the previously known levels reported in the compilation of the Nuclear Data group [10]). Seventy-four states are identified in ^{59}Cu, a great number of which are observed here for the first time. The first ones are seen at 4.213, 4.454, 5.453, 5.722, 5.923 and 5.950 MeV. All of the levels above 7.116 MeV excitation energy were previously unknown.

Absolute cross sections were obtained by comparing the 25 MeV ^{3}He elastic scattering data at 12° and 14° lab angles with the cross sections computed using optical model potentials (see sect. 3) to describe the entrance channel. At these angles the ratios of the calculated cross sections to the Rutherford ones were found to be respectively 1.01 and 0.98 and are almost independent of relatively wide variations

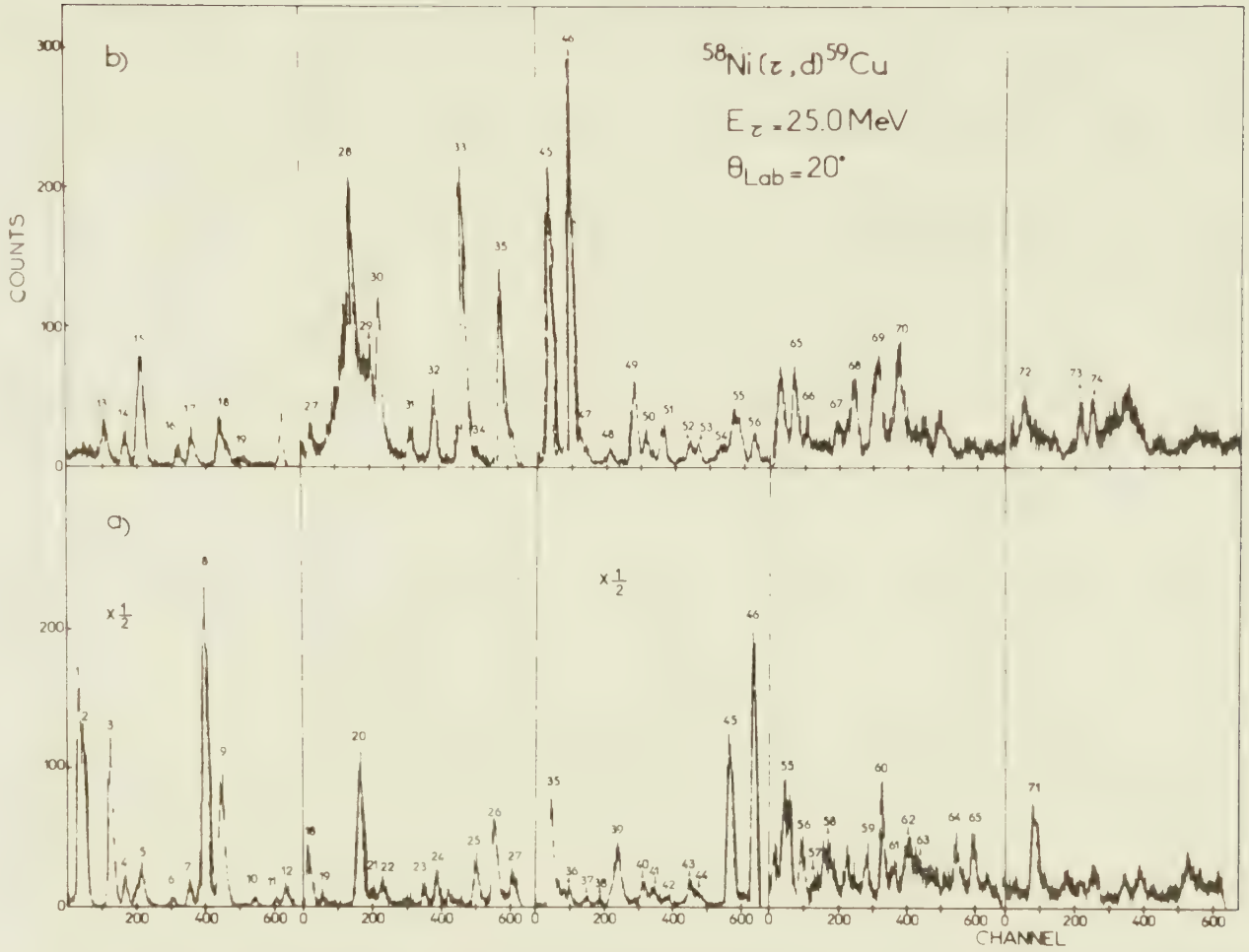


Fig. 1. Deuteron energy spectra from the ^{58}Ni(τ, d) reaction at 20 lab. The spectra (a) and (b) refer to successive exposures of the five detectors at two different magnetic fields (see text). The number on the top of the peaks refer to ^{59}Cu levels and are listed in table 1

TABLE 1

Levels observed in the reaction ^{58}Ni(τ, d)^{59}Cu at 25 MeV

Present work			Literature [a])		Present work			
level no.	E_x (keV)	l	E_x (keV)	l	$(2J+1)C^2S_{GF}$ [b])	$(2J+1)C^2S_{BS}$ [c])	$(2J+1)C^2S$ [d])	
1	3891	1	3901	1	0.61	0.60	0.52	0.72 [c])
2	3912	1	3916	2	0.40	0.40	0.40	
3	4010	1	4007	1	0.52	0.56	0.36	
4	4063	(4)	4058	(3)	(0.15)	(0.15)	0.30	
5	4115	2	4116	(2, 3)	0.12	0.14		
6	4213	4			0.09	0.09		
7	4269	1	4267		0.08	0.09		
8	4310	3	4313	3	2.14	2.40	1.67	1.98 [e])
9	4357	1	4362	1	0.48	0.60	0.36	0.44 [e])
10	4454	4			0.07	0.07		
11	4507	1			0.03	0.05		
12	4539	4	4550		0.20			
13	4714	1	4720		0.05			
14	4780	1	4777		0.05			
15	4830	1	4846	(1)	0.17			
16	4939	4			0.05			
17	4979	2			0.02			
18	5057	3	5063		0.14			
19	5106							
20	5238	1	5248	(1)	0.21			
21	5283	1			0.02			
22	5316	1			0.04			
23	5453	2			0.02			
24	5492	3	5502		0.03			
25	5612	1	5625		0.08			
26	5665	3	5680		0.22			
27	5722	3			0.08			
28	5855	3	5868		0.39			
29	5923	1			0.03			
30	5950	4			0.27			
31	6049	1			0.06			
32	6118	1	6124		0.12			
33	6201	4	6204		0.91			
34	6243	1			0.03			
35	6310	4	6314		0.39			
36	6372	1			0.05			
37	6423							
38	6463	3			0.04			
39	6519	3	6525		0.42			
40	6598	3			0.12			
41	6632	4			0.10			
42	6669	4			0.04			
43	6744	3	6740		0.22			
44	6769	3			0.03			
45	6847	4	6845		1.00			

TABLE 1 (continued)

level no.	Present work E_x (keV)	l	Literature [a]) E_x (keV)	l	Present work $(2J+1)C^2S_{GF}$ [b])	$(2J+1)C^2S_{BS}$ [c])	$(2J+1)C^2S$ [d])
46	6916	4	6910		1.70		
47	6954	1			0.12		
48	7042	4			0.05		
49	7116	2	7128		0.21		
50	7150	2			0.07		
51	7198	2			0.10		
52	7274	1			0.12		
53	7298	1			0.09		
54	7358	2			0.06		
55	7396	2			0.23		
56	7447	2			0.09		
57	7489	(4) (1)					
58	7528	2			0.12		
59	7643	2			0.10		
60	7692	4			0.22		
61	7725	2			0.04		
62	7773	(3)			0.17		
63	7793	(3)			0.14		
64	7904	2			0.09		
65	7948	4			0.17		
66	7983						
67	8078						
68	8123	2			0.13		
69	8193	2			0.22		
70	8256	2			0.23		
71	8550	4			0.22		
72	8985						
73	9142						
74	9176						

[a]) Ref. [10]).
[b]) Spectroscopic strengths are deduced from the comparison with the DWBA cross sections using Gamov functions as form factors.
[c]) Bound state calculation using a binding energy of 0.1 MeV for the transfered proton.
[d]) Spectroscopic strengths are from ref. [10]).
[e]) Ref. [1])

of the optical parameters. The measured cross sections are therefore estimated to be accurate to $\pm 20\,\%$ independent of statistics.

2.2. ANGULAR CORRELATION DATA

The target used in the coincident experiment consisted of a self-supporting metal foil, enriched in ^{58}Ni (99.9 %) with a thickness of about 300 μg/cm^2. The deuterons

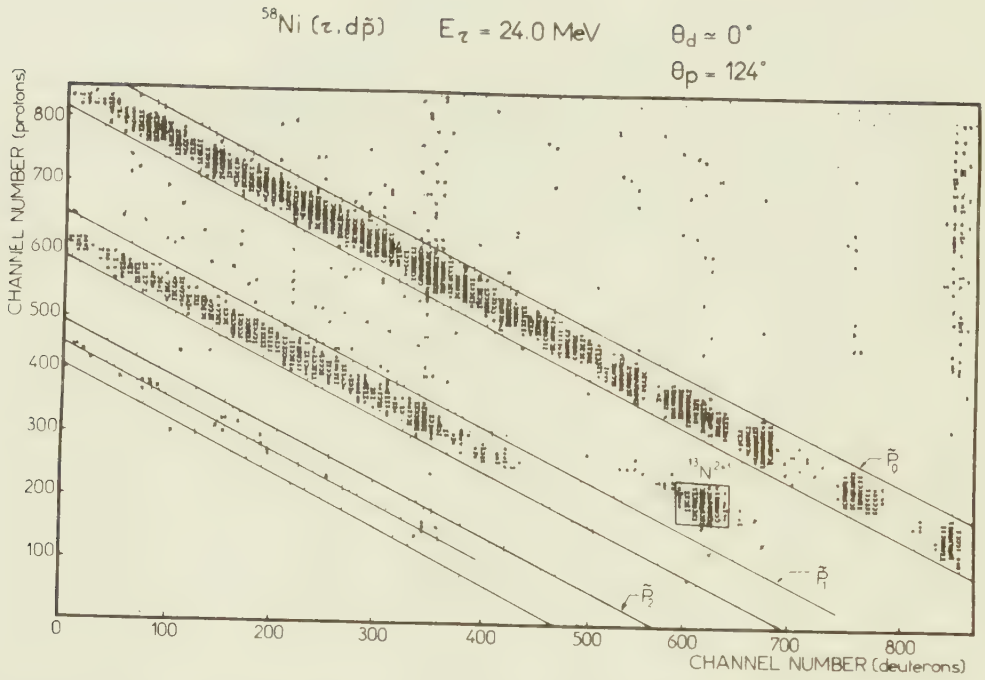


Fig. 2. Deuteron proton coincidence spectrum in the ^{58}Ni(τ, dp̃) reaction. The solid lines labelled ($\tilde{p}_0$), ($\tilde{p}_1$), ($\tilde{p}_2$) refer to kinematic lines for the following reactions: ($\tilde{p}_0$), ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}_0$)^{58}Ni(g.s.); ($\tilde{p}_1$), ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}_1$)^{58}Ni* (2$^+$); ($\tilde{p}_2$), ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}_2$)^{58}Ni*(4$^+$). The square labelled $^{13}N_{2+3}$ represents coincident events for the ^{12}C(τ, d)$^{13}N^{2+3} \rightarrow \tilde{p}_0 + {}^{12}$C(g.s.) process.

were detected near 0° with a triplet of magnetic quadrupole lenses [11]). The maximum solid angle subtended by the 0° spectrometer was about 18 msr. The particles emitted in coincidence with the deuterons were detected by an array of three Si(Li) detectors mounted on a turnable plate.

Coincidence events (E_d, $E_{\tilde{p}}$, $T_{d\text{-}\tilde{p}}$ where E and T denote energy and time) were measured for proton lab angles ranging from 79° to 164° in typically 10° steps and stored on magnetic tape. Absolute normalisation of the angular correlation data was obtained in the same manner as in ref. [6]).

Two dimensional matrices ($E_d - E_{\tilde{p}}$) for each proton angle were built up and random events subtracted. A typical two parameter spectrum is displayed in fig. 2. Kinematic lines associated with the reaction ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}_0$)^{58}Ni(0$^+$) labelled $\tilde{p}_0$ and ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}_1$)^{58}Ni(2$_1^+$) labelled $\tilde{p}_1$ are clearly observed in this spectrum. A weak branching to the second 4$^+$ excited state of ^{58}Ni is also observed and labelled $\tilde{p}_2$. The contamination due to the ^{12}C(τ, d$\tilde{p}_0$)^{12}C(g.s.) and the ^{16}O(τ, d$\tilde{p}_0$)^{16}O(g.s.) processes was observed to be relatively small.

The lines $\tilde{p}_0$, $\tilde{p}_1$ and $\tilde{p}_2$ were projected along the deuteron axis in order to produce ^{59}Cu levels decaying to the ground, first 2$^+$ and second 4$^+$ excited states of ^{58}Ni.

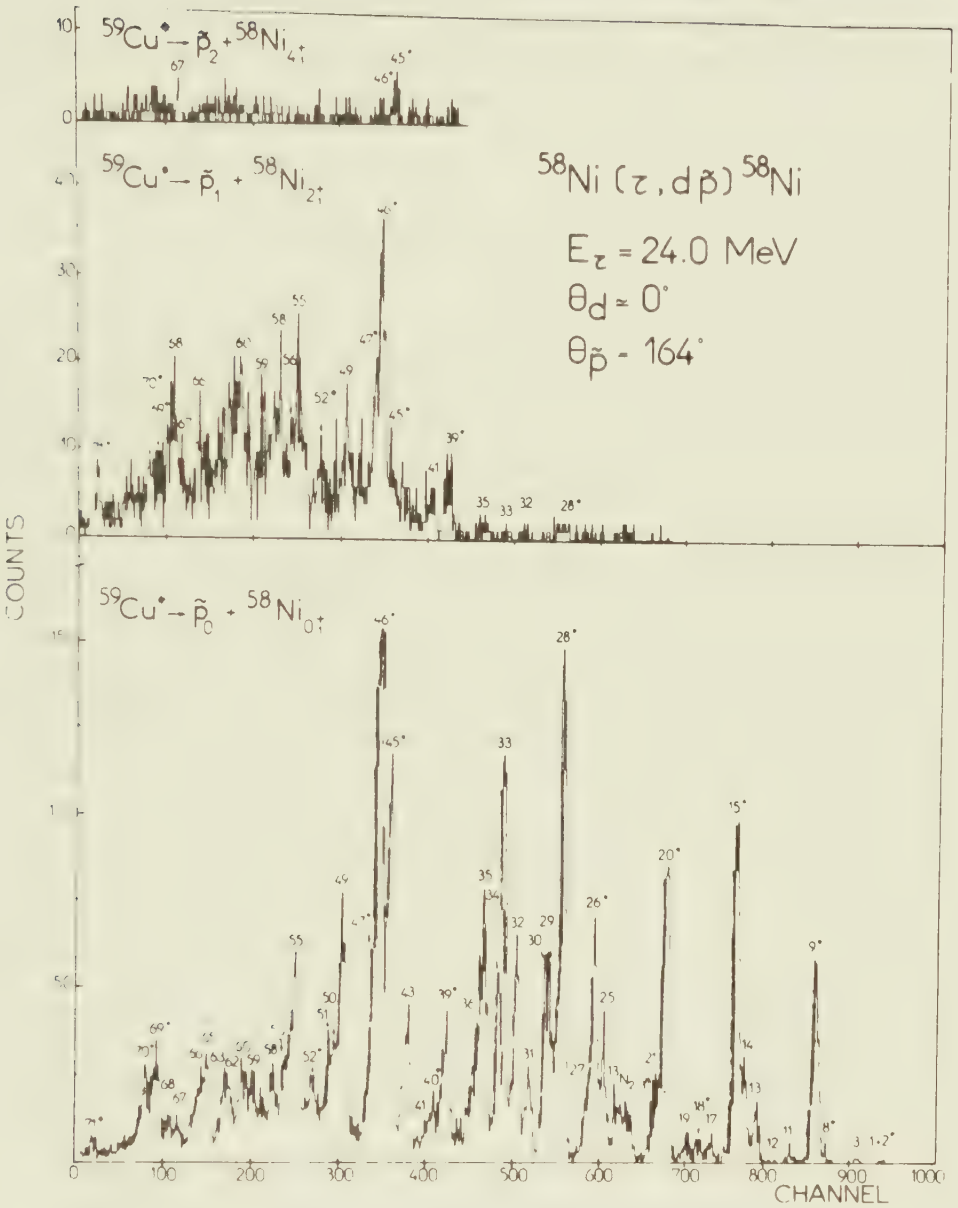


Fig. 3. Projection of the kinematic lines ($\tilde{p}_0$), ($\tilde{p}_1$), ($\tilde{p}_2$) on the deuteron axis. The lower part of the figure shows the deuteron in coincidence with secondary protons exciting ^{58}Ni ground state. The upper part shows ^{59}Cu states feeding the 2_1^+ and 4_1^+ states of ^{58}Ni. The asterisk denotes the levels proposed as IAS of ^{59}Ni states (see text and subsect. 5.2).

The resulting spectra are shown in fig. 3. A number of levels below 5.0 MeV excitation energy show clearly very weak proton branching to the ground state of the target. We

observe here a typical example of competition between the proton and the γ-decay channel due to the high Coulomb+centrifugal barrier in the ^{58}Ni+p system. From measurements of the proton branching ratios combined with the results of the DWBA analysis, quantitative information on the γ-widths and resonance strengths of these levels could be in principle deduced from the analysis and will be discussed in detail in subsect. 5.1.

3. Distorted wave analysis of the ^{58}Ni(τ, d) reaction

3.1. GENERAL ANALYSIS

Angular distributions of transitions to 67 unbound levels in ^{59}Cu have been extracted from the experimental data. To take into account the unbound nature of these levels, the proton form factor was calculated using complex energy eigenstates or Gamow functions $\tilde{g}_{lj}(r)$ following the method developed by Coker *et al.* [12,13]) and which has been presented in more detail in ref. [6]). The program GAMOW [13]) was used to compute the proton form factor. For a given lj transition the well depth of the proton optical potential was searched in order to obtain the correct energy E_R of the resonant state in the c.m. system and the single-particle width $\Gamma_{s.p.}$. The geometrical parameters used in the program GAMOW to describe the transfered proton were $r = r_{s.o.} = 1.25$ fm, $a = a_{s.o.} = 0.65$ fm and $V_{s.o.} = 6.25$ MeV.

Zero range DWBA calculations with Gamow states as form factors were performed using the computer code VENUS [14]). The optical parameters were obtained from the compilation of Perey [15]) and are listed in table 2.

TABLE 2

Optical model potentials [a])

Particle	V	r_0	a_0	W	W_D	r'_0	a'_0	$V_{s.o.}$	$r_{s.o.}$	$a_{s.o.}$	r_{0c}
^{3}He [b])	174.0	1.14	0.72	19.0	0	1.60	0.81	0			1.40
d [c])	103.5	1.05	0.85	0	16	1.36	0.73	6.8	0.95	0.50	1.30

[a]) The potentials for ^{3}He and d were of the form

$$V(r) = V_C - Vf(x_0) + (\hbar/m_\pi c)^2 V_{s.o.}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{l})\,(1/r)\,(\mathrm{d}/\mathrm{d}r) f(x_{s.o.}) - i[Wf(x'_0) - 4W_D \mathrm{d}/\mathrm{d}x'_0 f(x'_0)],$$

where $f(x_i) = (1+e^{x_i})^{-1}$; $x_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i$ and $r_C = r_{0c}A^{1/3}$, V_C is the Coulomb potential, V, W, W_D and $V_{s.o.}$ are given in MeV and the geometrical parameters in fm.

[b]) The ^{3}He optical potential is from ref. [16]).

[c]) The deuteron potential is from ref. [17]).

3.2. SPECTROSCOPIC STRENGTHS

The spectroscopic strengths $(2J+1)C^2S$ were extracted by comparing DWBA predictions with the measured cross-section values

$$(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega)_{exp} = (2J+1)C^2S\sigma^{lJ}_{DW}.$$

For $l = 1$ transitions, σ_{DW}^{lJ} were calculated for both $2p_{\frac{1}{2}}$ and $2p_{\frac{3}{2}}$ proton waves. The deduced spectroscopic strengths were found equal within a few percent. For $l = 2, 3, 4$ transitions, the single particle cross sections were computed using $2d_{\frac{5}{2}}$, $1f_{\frac{7}{2}}$ and $1g_{\frac{9}{2}}$ quantum numbers for the transfered particle. Table 1 shows the extracted spectroscopic factors and l-values together with the excitation energies for the observed final states. For the levels up to 4.5 MeV in ^{59}Cu a bound state calculation was made using a binding energy of 0.1 MeV for the proton. Very good agreement is obtained between both shape and spectroscopic factors deduced from the unbound and quasibound calculations for levels up to 4.20 MeV in ^{59}Cu (0.8 MeV above the proton threshold). However for the higher excited states large discrepancies are observed between the two methods. The spectroscopic strengths from the present work are also compared (see table 1) with the values obtained in previous studies of the ^{58}Ni(τ, d) reactions. The spectroscopic factors obtained by Pullen and Rosner (PR)[3]) for the levels at 4.01, 4.31 and 4.36 MeV are between 30 to 40 % lower than our results. However the optical model parameters of the deuteron potential are different in the two analyses. In order to check the origin of these discrepancies, the optical model parameters of PR were used in the analysis of our data for the levels mentioned above. The results of this DWBA calculation lead to a reduction of about 10 % of the spectroscopic factors listed in table 1 for the levels at 4.01, 4.31 and 4.36 MeV. The remaining discrepancies (20 to 30 %) can be explained partially by the quoted uncertainties on the absolute cross sections in the two experiments (25 % for PR and 20 % in our case). Additionally, in the work of ref. [3]) the method employed to extract the spectroscopic information for the unbound levels (extrapolation of the DWBA calculation to the unbound region) are believed to give less confident single particle cross sections as compared to the Gamow states calculations. In a previous study of the ^{58}Ni(τ, d)^{59}Cu reaction leading to the 4.31 and 4.36 MeV analog states, Amstrong and Blair (AB) [1]) have measured the experimental cross sections of these two levels. Their values are found to be about a factor of two lower than our results obtained at 25 MeV incident energy. The experimental cross sections of AB at the stripping peak are respectively of 2.7 and 2.8 mb/sr for the 4.31 and 4.36 MeV states whereas our values are equal to 6 and 5.5 mb/sr for the same levels. However only our data is consistent with the measured cross sections of PR at 16.4 MeV incident energy. The DWBA predictions shows that the cross sections should increase by a factor of 3.5 for the 4.31 MeV state and by a factor of 3 for the 4.36 MeV level. Starting with the values obtained by PR (respectively 1.5 and 1.4 mb/sr) we obtained 5.3 mb/sr for the 4.31 MeV state and 4.2 mb/sr for the 4.36 MeV level. These predictions have the same order of magnitude as the ones determined in our work whereas they are much larger than those listed by AB [1]).

From the single particle width $\Gamma_{s.p.}^{lJ}$ deduced for a given lJ transition using program GAMOW, the proton partial width Γ_p^{lJ} could be extracted for both $T_<$ and $T_>$ states by the relation

$$C^2S = \Gamma_p^{lJ}/\Gamma_{s.p.}^{lJ}, \qquad (1)$$

with $C^2 = 2T_0/(2T_0+1)$ for $T_<$ states and $C^2 = 1/(2T_0+1)$ for $T_>$ states (T_0 is the isospin of the target). The proton partial widths are estimated to be accurate $\pm 20\,\%$ due to the known dependence of the single particle width with the radius parameter.

3.3. ANGULAR DISTRIBUTIONS

Figs. 4–7 show the angular distributions with DWBA predictions for the ^{58}Ni(τ, d) reaction. The observed angular momentum transfer $l = 1, 3, 4$ are in agreement with the shell-model predictions for the 28 to 50 proton shell. The $l = 2$ angular distributions correspond to the filling of the next $2d_{\frac{3}{2}}$ proton subshell. The variation of the shape of the $l = 1$ angular distributions with excitation energy are nicely reproduced. The two close levels at 3.891 and 3.912 MeV have $l = 1$ angular distributions from this work. This result is in disagreement with the $l = 2$ assignment for the 3.912 MeV level by Morrison and Schiffer [2]). It should be noticed that the work of ref. [2]) has comparable energy resolution whereas other works were not able to extract separate angular distributions for each member of the doublet. This result is of importance when we know that the 3.891 MeV level has been proposed [1-3]) as the ground-state analog of ^{59}Ni. Further consequences of this result will be discussed in subsect. 5.2. Three other strong $l = 1$ transitions at $E_x = 4.357$, 4.830 and 5.238 MeV are also observed. The 4.357 MeV level has been identified with the analog of the 0.465 MeV $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ level of ^{59}Ni [refs. [1-3, 9])]. The 4.830 and 5.238 MeV levels have been proposed by Trentelman *et al.* [9]) as the analogs of respectively the 0.881 MeV $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ and the $E_x = 1.298$ MeV $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ levels of ^{59}Ni.

The 4.310 MeV $l = 3$ transition has been already proposed as the analog of the 0.340 $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ level in ^{59}Ni [refs. [1-3])]. Some other relatively strong $l = 3$ states are identified in this work at 5.057, 5.665, 5.855 and 6.519 MeV.

The $l = 4$ angular distributions have been assigned to a number of levels in ^{59}Cu. With the exception of the 6.916 MeV state already identified [1, 2, 10, 35]) with the analog of the 3.060 MeV $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ level in ^{59}Ni, none of these levels was previously identified as an $l = 4$ proton transfer. This result assures that the missing $1g_{\frac{9}{2}}$ strength is now identified in this nucleus. For the $l = 2$ states with the exception of the 4.115 MeV level, the observed strength is concentrated between 7.0 and 9.0 MeV in ^{59}Cu.

Spin assignments, identifications of the observed levels with the isobaric analog states of ^{59}Ni levels, centroid energies and summed spectroscopic strengths will be discussed in detail after the analysis of the angular correlation data.

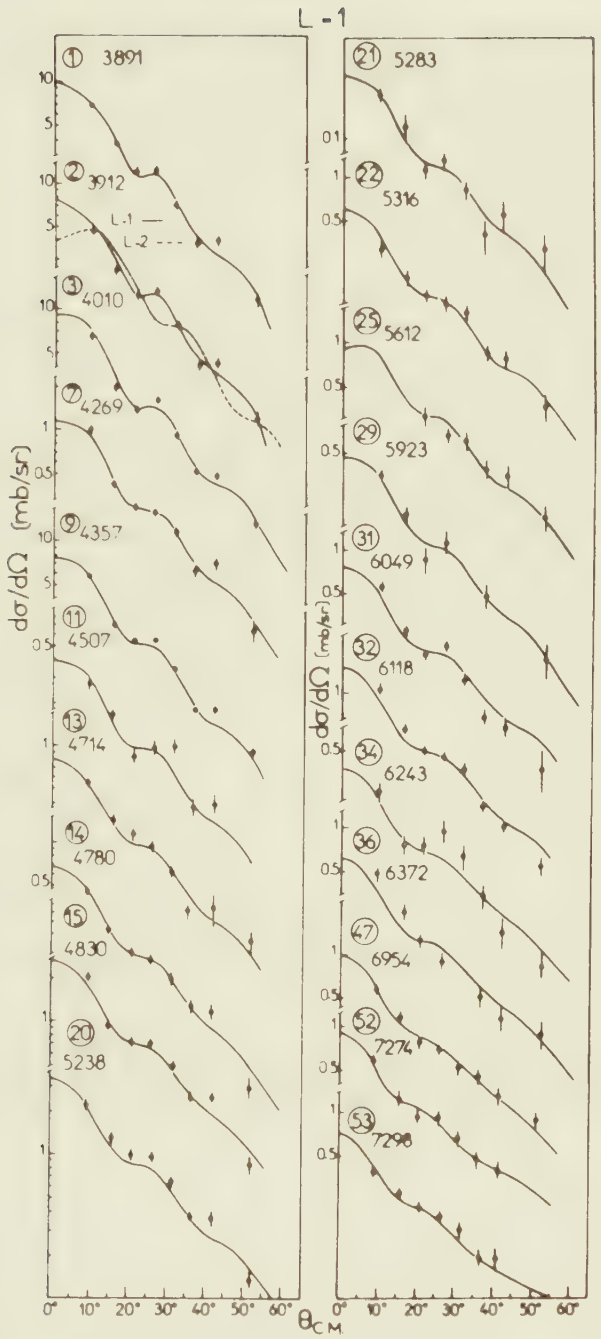


Fig. 4. Angular distributions from ^{58}Ni(τ, d) with l = 1 angular momentum transfer. The curves show the DWBA (for unbound states) calculations. Vertical bars are statistical errors. The numbering and the excitation energy of each final state in ^{59}Cu are mentioned in the figure.

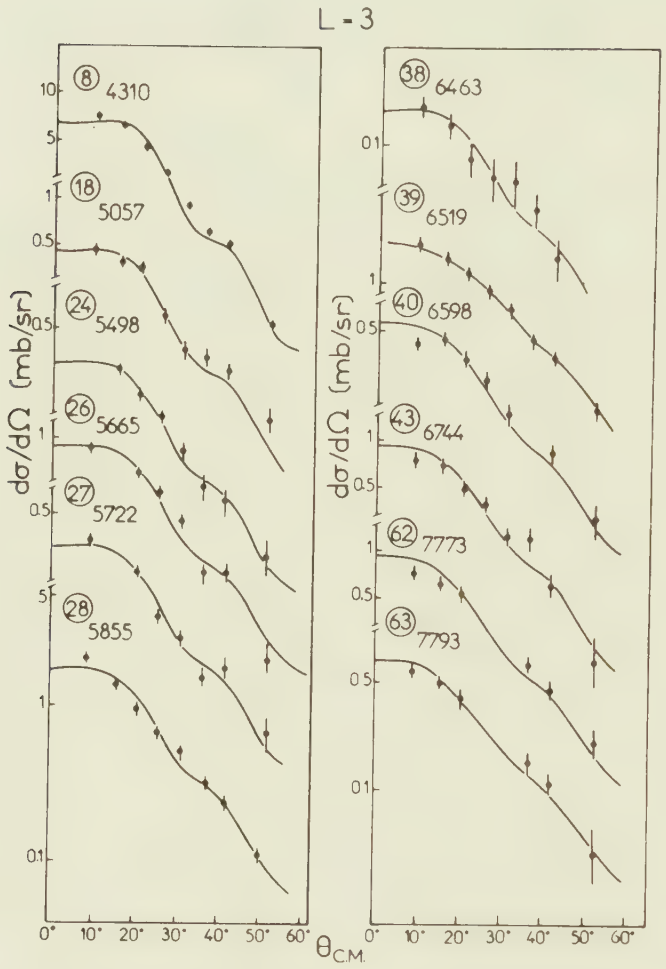


Fig. 5. Angular distributions from ^{58}Ni(τ, d) with $l = 3$ angular momentum transfer. The curves show the DWBA (for unbound states) calculations. Vertical bars are statistical errors. The numbering and the excitation energy of each final state in ^{59}Cu are mentioned in the figure.

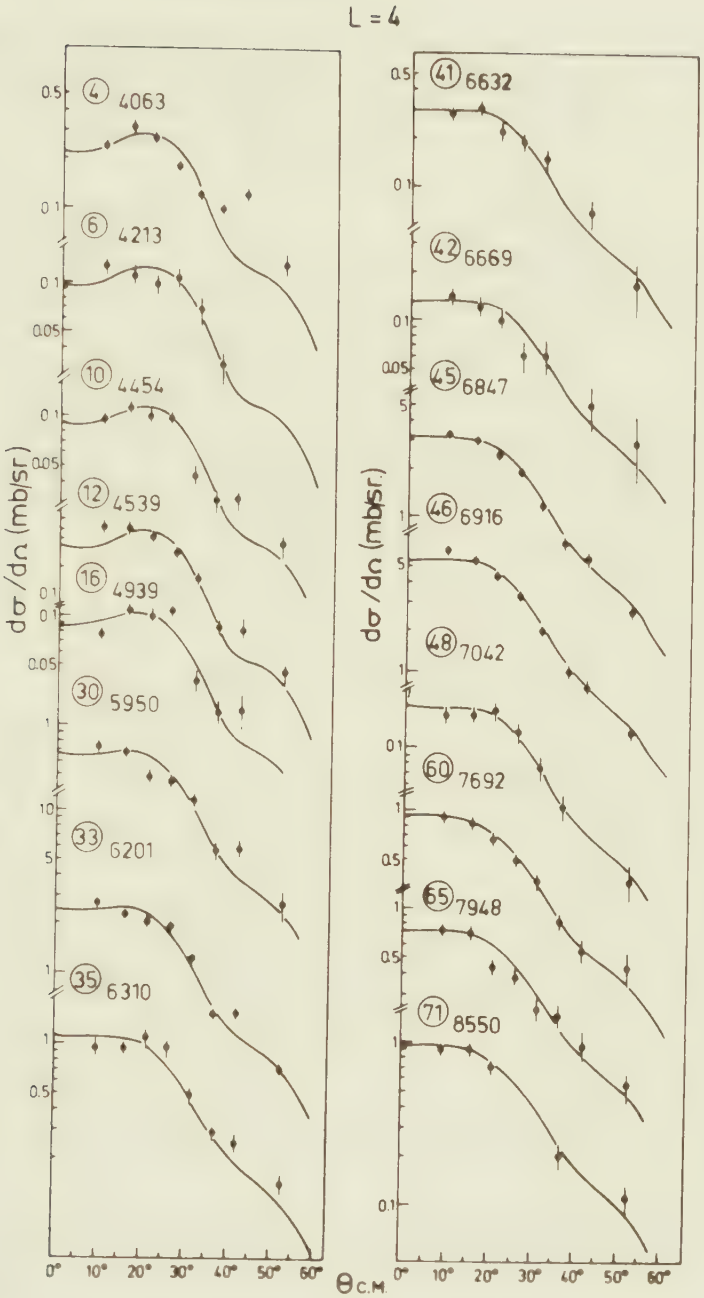


Fig. 6. Angular distributions from ^{58}Ni(τ, d) with $l = 4$ angular momentum transfer. The curves show the DWBA (for unbound states) calculations. Vertical bars are statistical errors. The numbering and the excitation energy of each final state in ^{59}Cu are mentioned in the figure.

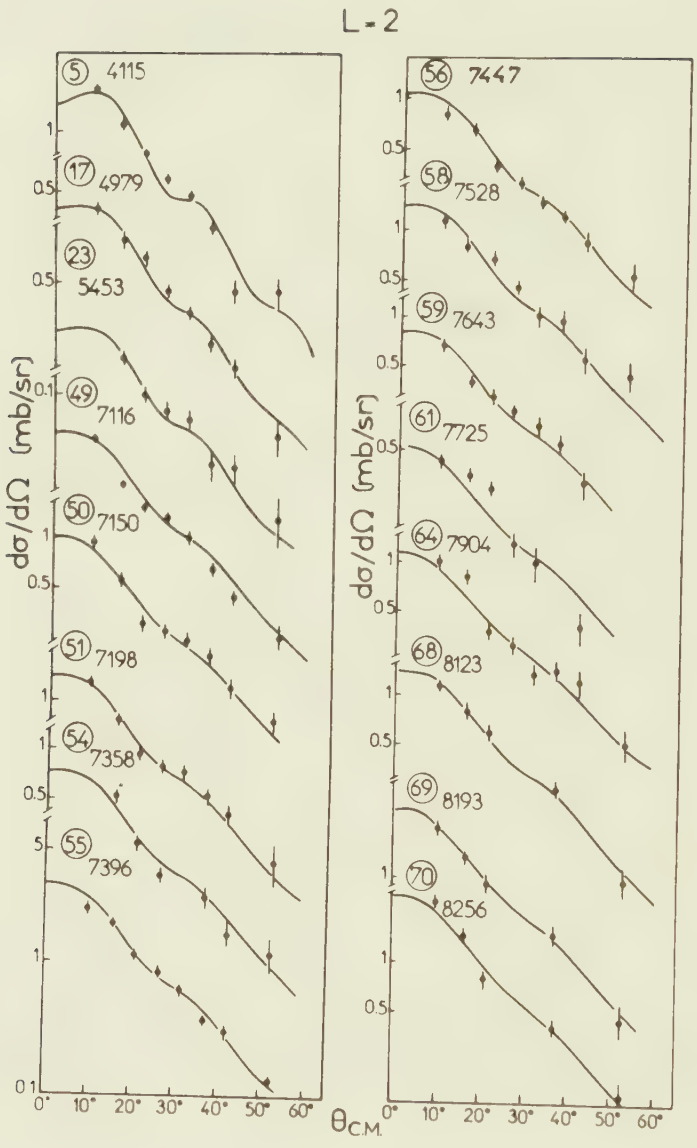


Fig. 7. Angular distributions from ^{58}Ni(τ, d) with $l = 2$ angular momentum transfer. The curves show the DWBA (for unbound states) calculations. Vertical bars are statistical errors. The numbering and the excitation energy of each final state in ^{59}Cu are mentioned in the figure.

4. Analysis of the angular correlation data

The method and the formalism of the particle-particle angular correlation used in this analysis of the ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}$) reaction are the same as those used in our previous study [6]) of the proton decay of unbound states. Therefore only the main formulation and results of that method will be presented here.

4.1. GENERAL ANALYSIS

The angular correlation of the emitted proton measured in coincidence in the (τ, d$\tilde{p}$) reaction using method II of Litherland and Ferguson [18]) can be written

$$N_i(\theta) = N_d(0^0)(\Omega_p/4\pi)(\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma)W(\theta), \tag{2}$$

with $N_i(\theta)$ the number of coincident protons emitted at an angle θ, $N_d(0^\circ)$ the number of single deuterons detected near 0°, Ω_p the solid angle of the proton detector, and $\tilde{\Gamma}(p_i)$ and Γ are respectively the proton partial width via channel i and the total width of the decaying state. In geometry II of Litherland and Fersugon, the theoretical form of $W(\theta)$ for the A(τ, d)B($\tilde{p}$)C process is [6])

$$W(\theta) = \frac{2J_B+1}{2K+1}\frac{1}{\Gamma}\sum_{\substack{lj,l'j'\\M_B,K}}(-1)^{2J_B-J_C-M_B-\frac{1}{2}}\langle J_B J_B M_B - M_B|K0\rangle P(M_B)(\pm\Gamma^{\frac{1}{2}}_{lj})(\pm\Gamma^{\frac{1}{2}}_{l'j'})$$

$$\times\cos(\gamma_{lj}-\gamma_{l'j'})\bar{Z}(ljl'j';\tfrac{1}{2}K)W(jJ_Bj'J_B;J_CK)Q_KP_K(\cos\theta). \tag{3}$$

The sum goes over K with

$$K_{max} \leqq \min[2J_B, \max 2l, \max 2j], \qquad |J_B - J_C| \leqq j \leqq |J_B + J_C|.$$

Here J_B and M_B are the spin and magnetic substates of the initial state and J_C the spin of the final state. For the decay to the 0^+ ground state only one partial wave lj is present so that the normalisation coefficient of the angular correlation is equal to the proton ground-state branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$. The de-excitation to final states with $J_C \neq 0$ involves competing proton partial waves lj, $l'j'$ with $\sum_{lj}\Gamma_{lj} = \Gamma_{p'}$.

For the case of the (τ, d) reaction on a zero spin target only the $|M_B| = \frac{1}{2}$ and $\frac{3}{2}$ magnetic substates can be populated. The $P(M_B)$ are defined as the population parameters (related to the diagonal elements of the density matrix of state J_B) and obey the normalisation condition $\sum_{M_B}P(M_B) = 1$. The ratio $P_{\frac{3}{2}} = P(M_B = \frac{3}{2})/P(M_B = \frac{3}{2}) + P(M_B = \frac{1}{2})$ was treated as a free parameter to be determined in the analysis of the experimental data. A modified version of computer code GRILLE [19]) was used to determine the values of the population parameters, spins and proton partial widths which give the minimum χ^2 fit to the data using eq. (3).

In addition, the population parameters $P(M_B)$ were evaluated in the framework of the DWBA theory of direct reactions. The expression given in ref. [6]), eq. (8)

$$P(M_B) = \langle M_B|\rho|M_B\rangle = (2J_B+1)|A_{lsJ_B}|^2\sum_{m_bm_a}|\beta^{l0m_am_b}_{sJ_B}|^2,$$

TABLE 3

Summary of the results of the ^{58}Ni(τ, dp̃) reaction

E_x (MeV)	l [a]	J [b]	$P_{3/2}$ (%)	$P_\Omega(1)$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_2)/\Gamma$ (%)	J^π [c]	Previous spin assignments
3.891	1				< 1			$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$(\frac{3}{2})$ [d]
3.912	1				< 1			$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+$ [e]
		$\frac{1}{2}$			< 2			$\frac{1}{2}^-$	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$ [e]
4.010	1	$\frac{3}{2}$	50 ± 3	1					
4.063	4							$(\frac{9}{2})^+$	
4.115	2							$(\frac{5}{2})^+$	
4.213	4							$(\frac{9}{2})^+$	
4.269	1							$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	
4.310	3				< 1			$(\frac{5}{2})^-$	$(\frac{5}{2}, \frac{7}{2})^-$ [e]
4.357	1	$\frac{1}{2}$							
		$\frac{3}{2}$	50 ± 2	1	27 ± 2			$\frac{1}{2}^-$	
4.454	4							$(\frac{9}{2})^+$	
4.507	1	$\frac{1}{2}$							
		$\frac{3}{2}$	50 ± 5	1	31 ± 3			$\frac{1}{2}^-$	
4.539	4							$(\frac{9}{2})^+$	
4.714	1	$\frac{1}{2}$			59 ± 3				
		$\frac{3}{2}$	50 ± 5	1				$\frac{1}{2}^-$	
4.780	1	$\frac{3}{2}$	7 ± 4	1	65 ± 4				
		$\frac{5}{2}$	34 ± 5					$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}$ [d]
4.830	1	$\frac{3}{2}$	13 ± 3	1	69 ± 3				
		$\frac{5}{2}$	41 ± 3					$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}$ [d]
4.939	4							$(\frac{9}{2})^+$	
4.979	2							$(\frac{5}{2})^+$	
5.057	3							$(\frac{5}{2})^-$	
5.238	1	$\frac{1}{2}$			59 ± 2				
		$\frac{3}{2}$	51 ± 1	1				$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$ [d]
5.283	1							$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	$\frac{3}{2}$ [d]
5.316	1	$\frac{1}{2}$			97 ± 3				
		$\frac{3}{2}$	50 ± 1	1				$\frac{1}{2}^-$	
5.453	2							$(\frac{5}{2})^+$	
5.492	3							$(\frac{5}{2})^-$	
5.612	1	$\frac{1}{2}$							
		$\frac{3}{2}$	48 ± 2	1	98 ± 4			$\frac{1}{2}^-$	
		$\frac{5}{2}$	13 ± 6	6	98 ± 4			$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}$ [d]
5.665	3	$\frac{7}{2}$	35 ± 7	6					
		$\frac{9}{2}$	40 ± 12						
		$\frac{1}{2}$	11 ± 8						
5.722	3	$\frac{5}{2}$	17 ± 5	6	96 ± 6			$\frac{5}{2}^-$	
		$\frac{7}{2}$	46 ± 6	6					
5.855	3	$\frac{5}{2}$	12 ± 4	6	98 ± 2	1.0 ± 0.5			
		$\frac{7}{2}$	40 ± 4	6				$\frac{5}{2}^-$	
5.923	1							$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	
5.950	4	$\frac{5}{2}$	23 ± 8						
		$\frac{7}{2}$	27 ± 11	10					
		$\frac{9}{2}$	9 ± 12	10				$\frac{9}{2}^+$	
6.049	1	$\frac{3}{2}$	13 ± 5	1	101 ± 4			$\frac{3}{2}^-$	
		$\frac{5}{2}$	29 ± 5						

TABLE 3 (continued)

E_x (MeV)	l [a]	J [b]	$P_{3/2}$ (%)	$P_{\Omega}(1)$ (%)	$\bar{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ (%)	$\bar{\Gamma}(p_1)/\Gamma$ (%)	$\bar{\Gamma}(p_2)/\Gamma$ (%)	J^{π} [c]	Previous spin assignments
6.118	1	$\frac{3}{2}$	16± 7	1				$\frac{1}{2}^-$	
		$\frac{5}{2}$	23± 7						
6.201	4	$\frac{7}{2}$	24± 9	10	98±5	2 ±1		$\frac{9}{2}^+$	
		$\frac{9}{2}$	14±10	10					
		$\frac{11}{2}$	20±12						
6.243	1							$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})$	
6.301	4	$\frac{9}{2}$	3± 4	10	97±3	2.5±0.8		$\frac{9}{2}^+$	
		$\frac{11}{2}$	20± 6						
6.372	1	$\frac{3}{2}$	14± 3	1	98±3	< 1		$\frac{1}{2}^-$	
		$\frac{5}{2}$	41± 4						
6.463	3							$(\frac{5}{2})^-$	
6.519	3	$\frac{5}{2}$	12± 8	6	93±5	8 ±2			
		$\frac{7}{2}$	19± 8	6				$(\frac{5}{2}, \frac{7}{2})^-$	
		$\frac{9}{2}$	32±11						
6.598	3	$\frac{5}{2}$	13± 5	6	88±5	12 ±2		$(\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2})^-$	
		$\frac{7}{2}$	24± 5	6					
6.744	3	$\frac{5}{2}$	17± 5	6	93±5	7.5±1.5			
		$\frac{7}{2}$	45± 5	6					
6.769	3							$(\frac{5}{2})^-$	
6.847	4	$\frac{9}{2}$	3± 9	10	92±4	6 ±1.5	1.2±0.5	$\frac{9}{2}^+$	
6.916	4	$\frac{9}{2}$	14±10	10	87±4	12 ±2	1.0±0.5	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{9}{2}^+$ [f])
		$\frac{11}{2}$	19±12						
6.954	1	$\frac{9}{2}$	14± 5	1	79±6	21 ±3		$\frac{1}{2}^-$	
		$\frac{5}{2}$	26± 7						
		$\frac{7}{2}$	42±12						
7.042	4							$(\frac{9}{2})^+$	
7.116	2	$\frac{5}{2}$	16± 5	3	88±5	12 ±2		$\frac{5}{2}^+$	
		$\frac{7}{2}$	42± 6						
7.150	1	$\frac{3}{2}$	17± 4	1	90±7	10 ±3		$\frac{1}{2}^-$	
		$\frac{5}{2}$	31± 5						
7.198	1								
7.274	1	$\frac{3}{2}$	10± 3	1	75±4	20 ±4		$\frac{3}{2}$	
7.298	1	$\frac{5}{2}$	34± 4						
7.358	2							$(\frac{5}{2})^+$	
7.396	2	$\frac{5}{2}$	16± 4	3	81±4	18 ±2		$\frac{5}{2}^+$	
		$\frac{7}{2}$	38± 4						
7.447	2	$\frac{3}{2}$	8± 4	3	80±4	20 ±2		$(\frac{1}{2})^+$	
		$\frac{5}{2}$	18± 4	3					
		$\frac{7}{2}$	42± 5						
7.528	2	$\frac{5}{2}$	16± 9	3	59±4	41 ±4		$\frac{5}{2}^+$	
		$\frac{7}{2}$	46±12						
7.643	2	$\frac{5}{2}$	2± 6	3	73±6	26 ±4		$\frac{5}{2}^+$	
		$\frac{7}{2}$	25± 8						
7.692	4	$\frac{7}{2}$	8±12	10	67±5	31 ±8		$(\frac{9}{2})^+$	
		$\frac{9}{2}$	3±11	10					
7.725	2							$(\frac{5}{2})^+$	
7.773	(3)	$\frac{5}{2}$	2± 9	6	61±5	38 ±4		$(\frac{5}{2}^-)$	
7.793	(3)	$\frac{7}{2}$	26±11	6					
7.904	2	$\frac{5}{2}$	12± 8	3	77±6	24 ±3		$\frac{5}{2}^+$	
		$\frac{7}{2}$	34±10						

TABLE 3 (continued)

E_x (MeV)	l [a])	J [b])	$P_{3/2}$ (%)	$P_\Omega(1)$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_2)/\Gamma$ (%)	J^π [c])	Previous spin assignments
7.948	4							$(\frac{9}{2})^+$	
8.123	2	$\frac{3}{2}$	22 ± 9	3	44 ± 4	56 ± 6		$(\frac{5}{2})^+$	
		$\frac{5}{2}$	17 ± 10	3					
8.193	2	$\frac{5}{2}$	6 ± 3	3	77 ± 3	21 ± 2		$\frac{5}{2}^+$	
		$\frac{7}{2}$	25 ± 5						
8.256	2	$\frac{5}{2}$	15 ± 6	3	84 ± 4	17 ± 1.5		$\frac{5}{2}^+$	
		$\frac{7}{2}$	44 ± 7						
8.550	4				59 ± 7	41 ± 11		$(\frac{9}{2})^+$	

[a]) The l-values are from the analysis of the ^{58}Ni(τ, d) reaction (see table 1).
[b]) Spin assumptions which give χ^2 values lower than the 0.1 % confidence limit.
[c]) Adopted spins values (see text subsect. 4.2).
[d]) Ref [9]) [e]) Ref [10]). [f]) Ref [8])

where A_{lsj} and $\beta^{lmm_b m_a}_{sJ_B}$ are the usual spectroscopic coefficient and reduced amplitudes [20]) was used to evaluate the ratio $P_{\frac{3}{2}}$ of the population parameters. The results were listed as intermediate outputs using program VENUS with optical potentials of table 2. For all the levels the resulting values of $P_{\frac{3}{2}}$ were found to be very small (between 10^{-6} to 10^{-4}) which is consistent with our previous analysis of the ^{48,50}Ti(τ, dp̃) reaction [6]). Therefore the $M_B = \frac{3}{2}$ magnetic substate can be only populated through the finite solid angle of the 0° spectrometer.

4.2. POPULATION PARAMETERS, SPIN ASSIGNMENTS AND PROTON BRANCHING RATIOS

From this study of the ^{58}Ni(τ, dp̃) reaction, forty angular correlations are obtained for levels in ^{59}Cu decaying to the ground state and 22 angular distributions for states decaying to the first excited 2^+ state of ^{58}Ni. For all the levels of the ^{59}Cu nuclei analysed here, we have made a comparison between experimental values of $P_{\frac{3}{2}}$ (which lead for a given spin assumption to χ^2 value lower than the 0.1 % confidence limit) and the quantity $P_\Omega(l) = \frac{1}{2}l(l+1)\xi^2$ [ref. [18])] which measures in a first approximation (for a given l-transfer and a cone of detection of half-angle $\xi = 6°$ for the 0° spectrometer) the population of the $M_B = \frac{3}{2}$ magnetic substate due to finite solid angle effect. The quantities $P_{\frac{3}{2}}$ and $P_\Omega(l)$ are listed in table 3 together with adopted spin values and the measured proton branching ratios.

The J^π assignments to all the levels observed in this work were made using the following arguments:

(a) Angular momentum transfer is known from the (τ, d) study.

(b) Spins are determined from the independent model analysis of the (τ, dp̃) angular correlation data.

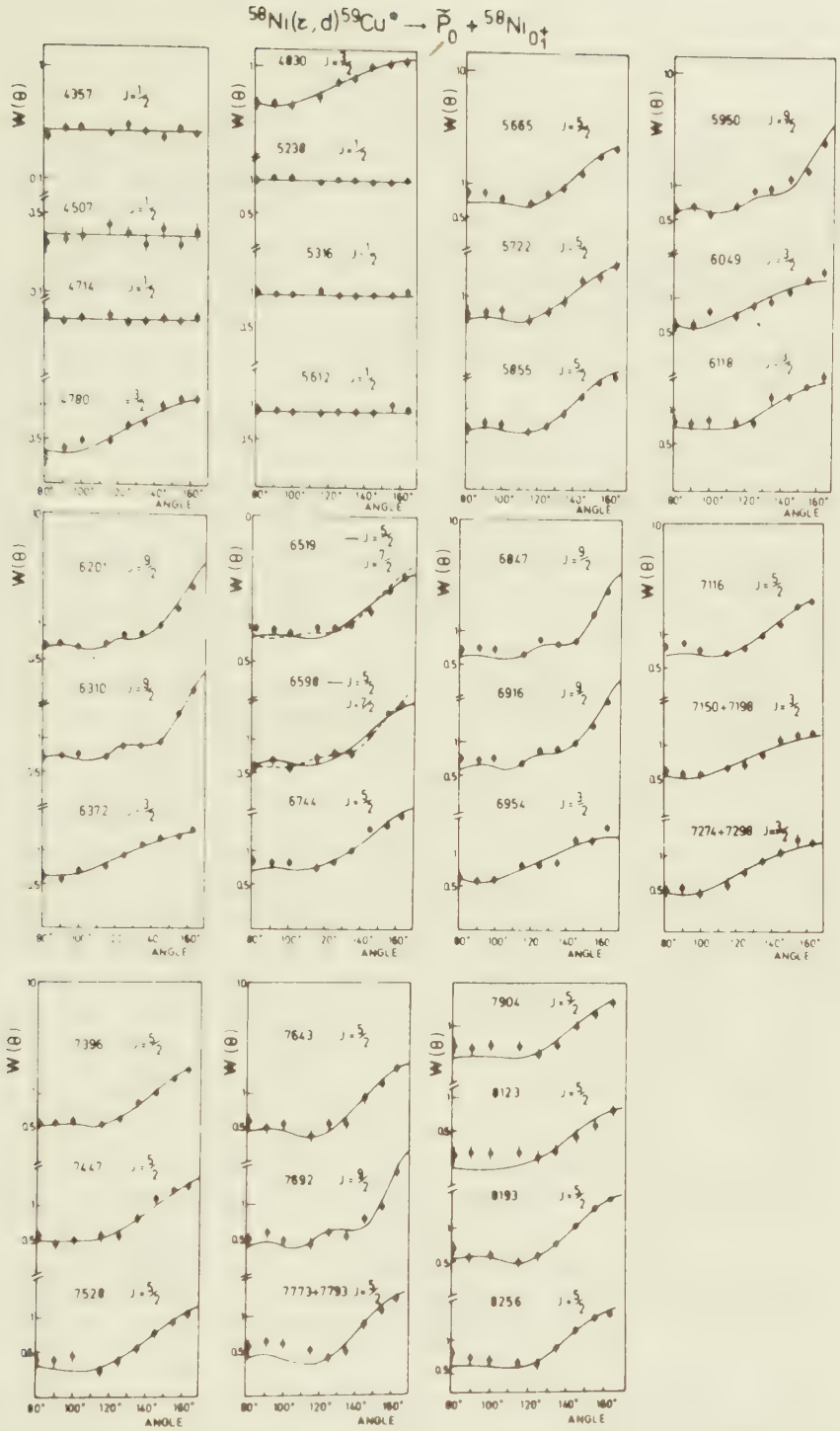


Fig. 8. Angular correlation data for the reaction $^{58}Ni(\tau, d)^{59}Cu(\vec{p}_0)^{59}Ni(g.s.)$. Theoretical curves are calculated using eq. (3) for the indicated J-values. The excitation energy of the decaying state is given for each angular correlation.

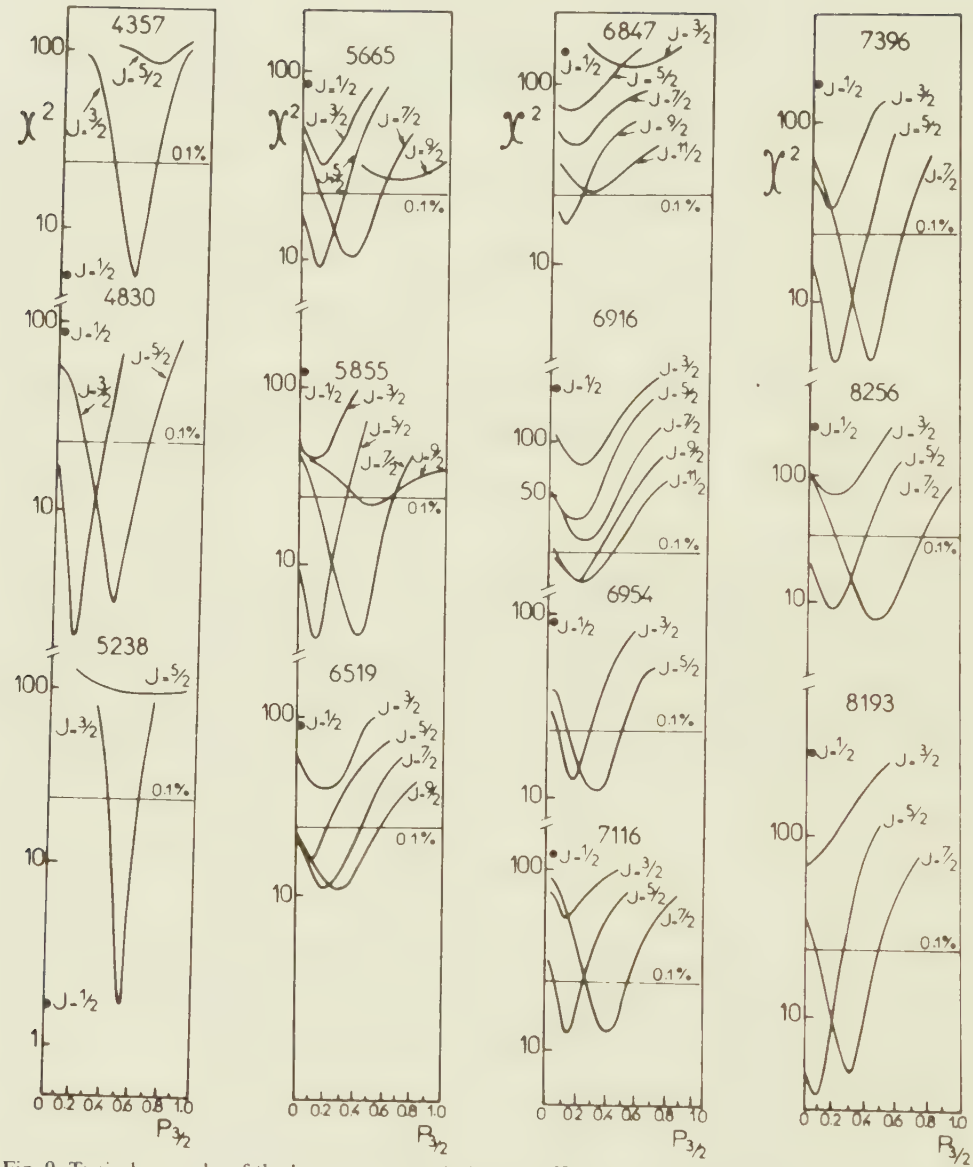


Fig. 9. Typical examples of the least squares analysis of the ^{58}Ni(τ, d)^{59}Cu*($\bar{p}_0$)^{58}Ni(g.s.) χ^2 plot versus population parameter $P_{3/2}$ for different spin assumptions. The numbers above the solid curves are the excitation energies of the final states in ^{59}Cu.

If the two measurements lead to no unique spin and parity, the adopted values were those which gave better agreement between the expected value of the population parameter $P_\Omega(I)$ and the experimental one ($P_{\frac{3}{2}}$) deduced from this analysis. For the other levels for which no experimental angular correlation data is available, the

proposed $(J)^{\pi}$ values are for $l = 2$, 3 and 4, $(J)^{\pi} = (\frac{5}{2})^{+}$, $(\frac{5}{2})^{-}$ and $(\frac{9}{2})^{+}$, respectively, on the basis of the known shell-model orbitals available above the proton shell closure at $Z = 28$.

The experimental angular distributions and the theoretical curves for proton decay to the ground state of ^{58}Ni are shown in fig. 8 for all the levels analysed here. Typical examples of the least-square analysis (χ^2 plots versus population parameter $P_{\frac{1}{2}}$ for different spins assumptions) are presented in fig. 9 for some states of the ^{59}Cu nuclei.

The experimental distributions of proton decay to the first 2^+ state of ^{58}Ni were analysed using eq. (3). The population parameter $P_{\frac{1}{2}}$ was held fixed to the value determined by the analysis of the ground-state angular correlation. Inelastic proton branching ratios $\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma$ were obtained for 22 levels in ^{59}Cu. A detailed analysis of the inelastic decay for levels identified as isobaric analog states of ^{59}Ni levels was carried out in order to obtain the amplitude of neutron coupling to the first 2^+ state of the target (see subsect. 5.2). The results listed in table 3 suggest the following comments.

(i) The analysis of the angular correlation data limits the spins to two or three values. However a strong limitation could be obtained if one considers the resulting values of the population parameter $P_{\frac{1}{2}}$ for the $J = l - \frac{1}{2}$ and $J = l + \frac{1}{2}$ assumptions. For example in the case of an isotropic angular correlation, $J = \frac{1}{2}$ and $J = \frac{3}{2}$ give comparable fits to the data with $P_{\frac{1}{2}}$ being equal to 50 % for $J = \frac{3}{2}$ whereas the expected value is about 1 %. Consequently, in almost all cases, the population parameter $P_{\frac{1}{2}}$ shows a strong j-dependence in overall agreement with the DWBA predictions and the expected values due to finite solid angle effects. The results of this experimental method concerning spin and parity assignments are similar to those obtained in the neutron stripping experiments using a polarized deuteron beam [21-23]. In addition, the J^{π} values from this work agree very well with the spins obtained in the recent studies of the ^{58}Ni(p, γ) reaction [8,9]).

TABLE 4

Resonance parameters for weakly unbound levels in ^{59}Cu

E_x (keV)	$E_p^{c.m.}$ [a] (keV)	$E_p^{c.m.}$ [b] (keV)	J^{π}	Γ_p/Γ (%)	$\Gamma_{s.p.}$ (eV)	Γ_p (eV)	Γ_γ (eV)	Γ (eV)	ω_γ (eV)	ω_γ [b] (eV)
4357 ± 6	940 ± 8	931	$\frac{1}{2}^-$	27 ± 2	0.07	0.017	0.045	0.062	0.025	0.070
4507 ± 6	1090 ± 8	1081	$\frac{1}{2}^-$	31 ± 3	0.70	0.09	0.20	0.29	0.012	0.028
4714 ± 6	1297 ± 8	1286	$\frac{1}{2}^-$	59 ± 3	12.0	0.31	0.21	0.52	0.250	0.130
		1294								
4780 ± 6	1363 ± 8	1353	$\frac{3}{2}^-$	65 ± 4	29.0	0.32	0.17	0.49	0.44	0.130
4830 ± 6	1413 ± 8	1400	$\frac{3}{2}^-$	69 ± 3	55.0	2.30	1.10	3.40	2.98	1.24

[a]) $E_p^{c.m.} = E_x - B_p(^{59}\text{Cu})$ where $B_p(^{59}\text{Cu})$ is the binding energy of a proton in the ^{59}Cu nuclei, taken equal to 3.417 ± 0.002 MeV.

[b]) Resonances energies $E_p^{c.m.}$ and strengths ω_γ are taken from ref. [24]).

TABLE 5

Energy, spin and parity, protons partial widths

E_x (IAS) (MeV)	$E_x - E_0$ [a] (MeV)	E_x (parent [b]) states) (MeV)	J^π	J^π [b,c,d])	$S^>$ [e])	S_{dp} [b])	$\tilde{\Gamma}_p(0^+)$ (keV)	Γ_p [f]) (keV)
3.891	0.00	0.00	$(\frac{3}{2})^-$	$\frac{3}{2}^-$	0.46	0.82	$< 10^{-9}$	
3.912			$(\frac{1}{2})^-$		0.30			
4.310	0.410	0.340	$(\frac{5}{2})^-$	$\frac{5}{2}^-$	1.05	0.68	3.10×10^{-7}	
4.357	0.457	0.465	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	0.72	0.62	1.7×10^{-5}	
4.830	0.930	0.881	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	0.13	0.07	2.4×10^{-3}	
5.057	1.157	1.191	$(\frac{5}{2})^-$	$\frac{5}{2}^-$	0.07		5.0×10^{-5}	
5.238	1.338	1.298	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	0.33	0.29	6.6×10^{-2}	4.0×10^{-2}
5.665	1.765	1.683	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	0.11	0.09	2.0×10^{-3}	
5.855	1.955	1.951	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	0.19	(0.04)	7.0×10^{-3}	
6.519	2.619	2.634	$\frac{5}{2}^-$	$(\frac{7}{2})^-$	0.21	0.08	6.0×10^{-2}	
			$\frac{7}{2}^-$		0.15			
6.598	2.698	2.688	$\frac{5}{2}^-$	$(\frac{7}{2})^-$	0.06	0.02	1.9×10^{-2}	
		2.700	$\frac{7}{2}^-$		0.04			
6.847			$\frac{9}{2}^+$		0.30		3.2×10^{-2}	9×10^{-3}
	2.990	3.060		$\frac{9}{2}^+$		0.84		
6.916			$\frac{9}{2}^+$		0.51		6.6×10^{-2}	6.5×10^{-2}
								24×10^{-3}
6.954	3.054	3.035	$\frac{3}{2}^-$	$(\frac{1}{2})^-$	0.09	(0.02)	4.3	
7.274	3.381	3.460	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	0.09	0.04	7.2	
7.298					0.07		5.4	
8.193			$\frac{5}{2}^+$		0.10		12.0	
	4.324	4.504		$\frac{5}{2}^+$		0.23		
8.256			$\frac{5}{2}^+$		0.10		13.0	
8.550	4.650	4.695	$(\frac{9}{2})^+$	$(\frac{9}{2})^+$	0.07	0.10	1.8×10^{-1}	

[a]) E_0 is the excitation energy of the ground-state analog ($E_0 = 3.900$ MeV from this work). For fragmented
[b,c,d]) The excitations energies and S_{dp} numbers for the parent levels are from ref. [25]). [b]) Spin and parity in the three works mentioned above are consistent except for the level at $E_x = 3.460$ in ^{59}Ni. The adopted value ^{59}Ni are from j-dependence of the stripping angular distribution [25]) and are therefore not well established.
[e]) $S^> = (2T_0 + 1)C^2S$ where T_0 is the isospin of the target. For the 6.515 and 6.598 MeV levels the listed
[f]) Γ_p is the elastic width from elastic scattering data and taken from ref. [27]) for the 5.238 MeV state, ref. [28])
[g]) $\Gamma_{p_J}^{lJ}(2^+)$ are the single particle widths for a given lJ proton partial wave involve in the decay to final 2^+
[h]) $\Gamma_p^{lJ}(2^+)$ are the experimental values of proton partial widths deduced from the analysis of the angular
[i]) $S_{pp}^{lJ} = \Gamma_p^{lJ}(2^+)/\Gamma_{p_J}^{lJ}(2^+)$.

(ii) Very accurate proton branching ratios are obtained for the decay to the ground or first excited state of the target and a lower limit of 1 % is obtained for the weakly unbound levels in ^{59}Cu for which a strong competition between the γ and proton decay channel is evidenced by this work.

and spectroscopic factors for IAS in ^{59}Cu

$\sum \Gamma_p(2^+)$ (keV)	$\Gamma^{lJ}_{\pi,p,i}(2^+)$ [g]) (keV)	$\tilde{\Gamma}^{lJ}_p(2^+)$ [h]) (keV)		$S^{lJ,i}_{pp}$ [i])
		probable solution	other solutions	
7×10^{-5}				
5.0×10^{-3}	$p_{3/2}$: 10^{-1} $f_{5/2}$: 7.6×10^{-4}	$p_{3/2}$: 5.0×10^{-3}		$p_{3/2} \otimes 2^+$: 0.05
2.5×10^{-3}				
2×10^{-3}	$d_{5/2}$: 1.1×10^{-1} $g_{9/2}$: 4.7×10^{-4}	$d_{5/2}$: 2×10^{-3}	$d_{5/2}$: 1.7×10^{-3} $g_{9/2}$: 3×10^{-4}	$d_{5/2} \otimes 2^+$: 0.02
9.3×10^{-3}	$d_{5/2}$: 1.9×10^{-1} $g_{9/2}$: 6.7×10^{-4}	$d_{5/2}$: 9×10^{-3}	$d_{5/2}$: 7.7×10^{-3} $g_{9/2}$: 1.5×10^{-3}	$d_{5/2} \otimes 2^+$: 0.05
1.15	$p_{3/2}$: 1.1 $p_{1/2}$: 1.1	$p_{3/2}$: 0.22 $p_{1/2}$: 0.92		$p_{3/2} \otimes 2^+$: 0.20 $p_{1/2} \otimes 2^+$: 0.84
3.3				
3.3	$s_{1/2}$: 85.0 $d_{5/2}$: 10.3	$s_{1/2}$: 2.8 $d_{5/2}$: 0.49		$s_{1/2} \otimes 2^+$: 0.03 $d_{5/2} \otimes 2^+$: 0.05
2.6	$s_{1/2}$: 93.3 $d_{5/2}$: 11.6	$s_{1/2}$: 1.39 $d_{5/2}$: 1.27		$s_{1/2} \otimes 2^+$: 0.02 $d_{5/2} \otimes 2^+$: 0.11
1.3×10^{-1}				

IAS the mean energy $E_x = \sum_i E_{xi} S_i^> / \sum_i S_i^>$ is taken as the excitation energy of IAS.
of ref. [25]) are listed for ^{59}Ni levels but the adopted J^π values are from ref. [23]). [c]) And ref. [26]). [d]) The spins listed
is from the polarization data of ref. [23]). The spins of the levels at E_x = 2.634, 2.688 + 2.700 and 3.035 MeV in

values of $S^>$ are for respectively $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ and $\frac{7}{2}^-$.
for the 6.916 MeV level and ref. [35]) for the 6.847 and 6.916 MeV levels.
state computed with program GAMOV.
correlation shown in fig. 10.

5. Discussion and interpretation of the results

The combined spectroscopic information from the distorted waves and angular correlation analysis will be now discussed. The proton and the deduced γ-widths for the weakly unbound levels (up to 5.00 MeV excitation energy) in ^{59}Cu are compared with the measurements obtained in the earlier study of the ^{58}Ni(p, γ)

reaction [24]). It will be shown that from this study quantitative information on the γ-width and the resonance strengths of these levels could be obtained. Nineteen levels in ^{59}Cu are identified with the IAS of low-lying states of ^{59}Ni on the basis of their excitation energy, spin and parity and single particle strength $S^{>} = (2T_0+1)C^2S$ as compared to the S_{dp} numbers. A fragmentation of the $p_{\frac{1}{2}}$, $g_{\frac{9}{2}}$ and $d_{\frac{3}{2}}$ IAS is observed for the first time in this work. In addition, the $g_{\frac{9}{2}}$ and $d_{\frac{3}{2}}$ IAS show strong transitions to the first excited 2^+ state of ^{58}Ni and lead to a measure of the amplitude of the neutron coupling to target excited states. From the absolute values of the spectroscopic factors and the spin assignments, the summed single particle strengths and centroid energies of the $2p_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}$, $1f_{\frac{7}{2}}$, $1g_{\frac{9}{2}}$ and $2d_{\frac{5}{2}}$ for both $T_<$ and $T_>$ components are obtained and compared with the exact shell-model predictions.

5.1. PROTON WIDTHS AND RESONANCE STRENGTHS OF WEAKLY UNBOUND LEVELS IN ^{59}Cu

The levels at 4.357, 4.507, 4.714, 4.780 and 4.830 MeV excitation energy in ^{59}Cu have proton branching ratios lower than unity (see table 3). The only other open channel for the decay of these states is the γ-channel. Their proton partial widths can be deduced from the measured spectroscopic strengths and the calculated single particle widths using program GAMOW as mentioned in subsect. 3.2. The total width can be written $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$ and extracted from the experimental proton branching ratios $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$. The resonance energies, single-particle, proton, γ and total widths and the resonance strengths $[\omega_\gamma = (2J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma]$ for the mentioned levels are presented in table 4 together with the results of Carver *et al.* [24]). The study of the (τ, d) and $(\tau, d\tilde{p})$ reactions leads to equivalent results for these levels as those deduced from the study of the proton capture reaction on the same target. The resonance strengths from this work are of the same order of magnitude as those measured by Carver *et al.* [24]) but the discrepancy between the two measurements increase with increasing proton energy and cannot be explained by uncertainties in the DWBA cross sections or single particle widths. For the two resonances at $E_p = 0.940$ and 1.413 MeV identified respectively as the IAS of the first $\frac{1}{2}^-$ and second $\frac{3}{2}^-$ levels of ^{59}Ni [see subsect. 5.2 and refs. [1-3,9])] new accurate measurements of their resonance strengths are needed to decide on the ability of this experimental method to obtain resonance parameters for weakly unbound states.

5.2. ISOBARIC ANALOG STATES IN ^{59}Cu

The (τ, d) reaction is known to strongly excite IAS in medium weight nuclei. For a target with sufficient neutron excess (e.g. ^{48}Ca, ^{50}Ti), the IAS of low-lying levels of the parent nuclei are located at sufficiently high excitation energy [6,7]) that their identification with the strong and sharp levels superimposed on a continuum back-

TABLE 6

Coulomb displacement energies for the ^{59}Cu-^{59}Ni analog pair

E_x (IAS) (keV)	E_x (parent) [a] (keV)	ΔE_C (keV)		
		this work	ref. [32])	calc.
3891 ± 6	0	9481 ± 14	9481 ± 19	
3912 ± 6				
4310 ± 6	339	9552 ± 14	9555 ± 20	
4357 ± 6	465	9473 ± 14	9476 ± 19	
4830 ± 6	878	9533 ± 14	9494 ± 51	
5057 ± 6	1189	9450 ± 14		
5238 ± 6	1301	9518 ± 14	9506 ± 11	
5665 ± 6	1680	9566 ± 14		9477 ± 40
5855 ± 6	1949	9488 ± 14		
6519 ± 6	2634	9466 ± 14		
6847 ± 6	3060	9411 ± 14	9410 ± 15	
6916 ± 6			9407 ± 10 [b])	
6954 ± 8	3035	9500 ± 16		
7274 ± 8	3460	9402 ± 16		
7291 ± 8				
8193 ± 6	4504	9301 ± 14		
8256 ± 6				
8550 ± 8	4695	9436 ± 16		

[a]) Excitation energies for the parent states are from ref. [26]) for levels up to 1.189 MeV and from ref. [25]) for the other higher states.

[b]) Ref. [35]).

ground in the deuteron spectra could be easily assumed. For the case of a ^{58}Ni target with low isospin ($T_0 = 1$) the IAS are expected to occur at relatively low excitation energy (between 4.0 to 8 MeV) in a region where the strengths of $T_<$ components of the $p_{\frac{1}{2}}$, $p_{\frac{3}{2}}$, $f_{\frac{5}{2}}$ and $g_{\frac{7}{2}}$ states may be not exhausted and identification becomes more difficult. In this section, strong arguments are presented for nineteen levels in ^{59}Cu proposed as IAS of ^{59}Ni states (up to 4.7 MeV). In table 5 the spectroscopic information (excitation energies, spin and parity, proton elastic and inelastic partial widths and spectroscopic factors) are summarized deduced from this work for IAS in ^{59}Cu. The proton elastic width is extracted as mentioned in subsect. 3.2 and the measure of the branching ratios $\tilde{\Gamma}(p_1)/\tilde{\Gamma}(p_0)$ leads to absolute values of inelastic partial widths. Our results are compared with the previous (p, p) reports and (d, p) spectroscopic data. The deduced Coulomb energy differences for the ^{59}Cu-^{59}Ni analog pair are listed in table 6 together with other determinations and semi-empirical calculations. Some typical proton coincident spectra for the proposed IAS are displayed in fig. 10. The experimental angular correlation for IAS decaying to the first 2^+ level of ^{58}Ni are shown in fig. 11. Proton partial waves $2p_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}$, $1g_{\frac{7}{2}}$, $2d_{\frac{5}{2}}$ and $3s_{\frac{1}{2}}$ were successively used to describe the coupling of $f_{\frac{5}{2}}$, $g_{\frac{7}{2}}$ and $d_{\frac{5}{2}}$ IAS to the 2^+ state. Identifications of levels in ^{59}Cu with IAS of ^{59}Ni states is now discussed according to their excitation energy.

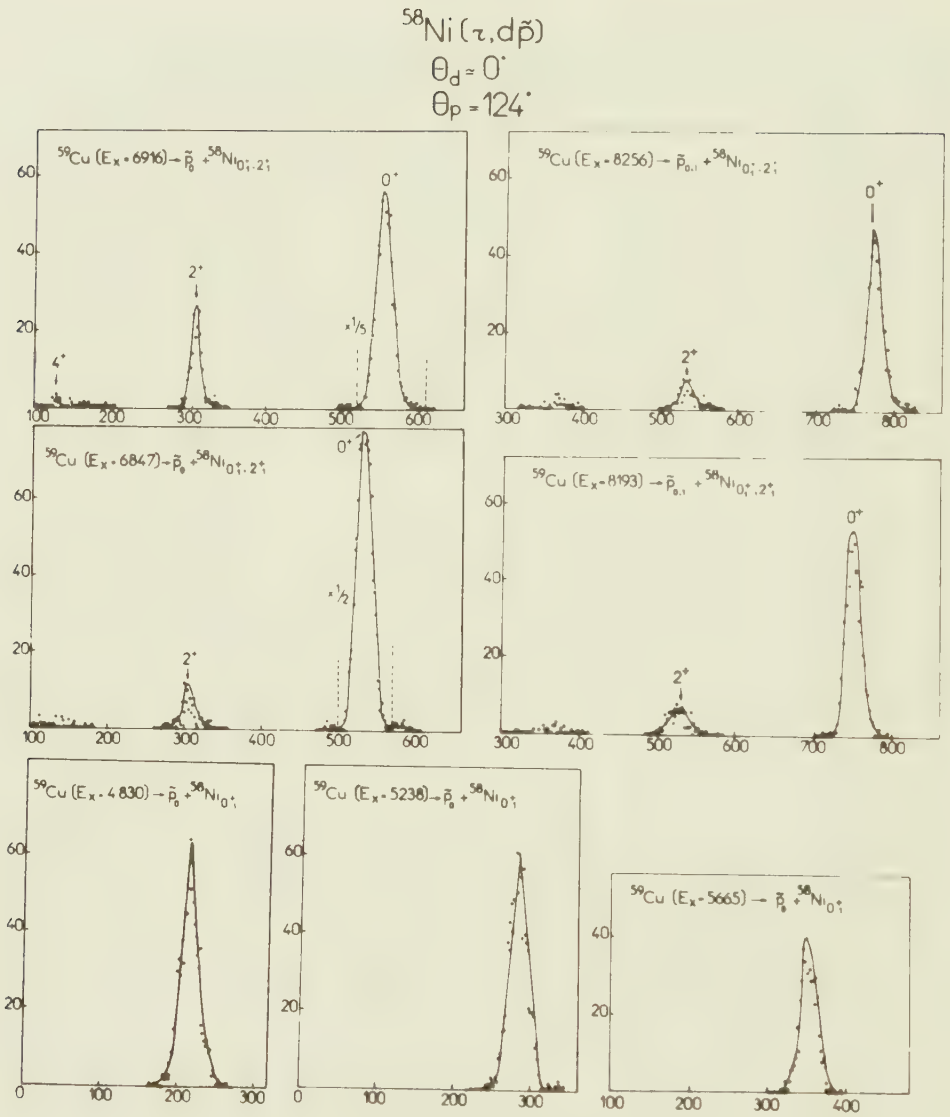


Fig. 10. Proton coincidence spectra showing the proton decay of some IAS in ^{59}Cu. Transitions to the first excited 2^+ of ^{58}Ni are observed for the $g_{9/2}$ and $d_{5/2}$ IAS.

The 3.891 and 3.912 MeV levels. A simple Coulomb displacement energy calculation suggests that the analog of the $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ ^{59}Ni ground state should have an excitation energy in ^{59}Cu of 3.95 MeV. Two levels strongly populated by the (τ, d) reaction at 3.891 and 3.912 MeV appear in this energy region. A careful analysis of the angular distribution of each member of the doublet leads to $l = 1$ assignments

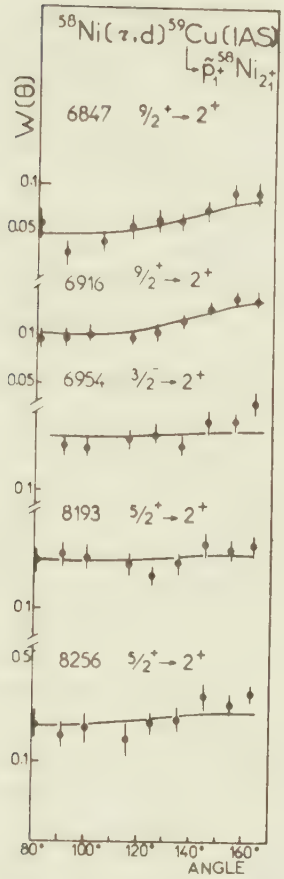


Fig. 11. Angular correlation data for the reaction ^{58}Ni(τ, d)^{59}Cu*($\tilde{p}_1$)^{58}Ni(2^+). Theoretical curves are for proton partial widths which are solutions of eq. (3) and are listed in table 5. The excitation energy of the emitting state in ^{59}Cu is given for each transition.

for the transferred proton (see upper part of fig. 4). The 3.891 MeV has been proposed already [1-3]) as the ground-state analog of ^{59}Ni whereas the 3.912 MeV state has been assigned an $l = 2$ transfer [2]). The spectroscopic strengths deduced from this work for an $l = 1$ angular momentum are of the same order of magnitude. The sum of their spectroscopic factors $S^>(3.891) + S^>(3.912)$ assuming $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ for both states is in very good agreement with the S_{dp} value (see table 5) deduced for the ground state of ^{59}Ni. These two levels are proposed here as the two split members of the IAS of the ^{59}Ni ground state. Further investigations of their γ-decay scheme via for example a (τ, dγ) coincident experiment and determinations of their spin and parity are needed to reinforce this assumption. However the splitting of a number of $p_{\frac{3}{2}}$ and $p_{\frac{1}{2}}$ IAS has already been observed in ^{61}Cu, ^{63}Cu and ^{65}Cu [ref. [27])] and in general in other f-p shell nuclei [29]). The existing experimental data does not suggest

such fragmentation for the ground-state analog in ^{53}Cr, ^{55}Co and ^{59}Cu. A recent investigation of the ^{54}Fe(τ, d) reaction [30]) with high energy resolution (15 keV) shows clearly that the ground-state analog of ^{55}Fe identified previously with the 4.755 MeV level in ^{55}Co consists at least of two levels (4.729 and 4.753 MeV) of approximatively equal strengths. Therefore the general trend of the $p_{\frac{3}{2}}$ and $p_{\frac{1}{2}}$ IAS in the f-p shell nuclei combined with this new information obtained for the $p_{\frac{3}{2}}$ ground-state analog in ^{55}Co are believed to be arguments to support our assumption on the splitting of the $p_{\frac{3}{2}}$ ground-state analog in ^{59}Cu.

The 4.310 MeV level. The excitation energy, $l = 3$ assignment and spectroscopic factor deduced for $J^\pi = (\frac{5}{2})^-$ allow the identification of this levels with the analog of the $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ 0.340 MeV first excited state of ^{59}Ni. An upper limit of 1 % has been deduced from the coincident data for the proton branching ratio of this level.

The 4.357 MeV level. The spin and parity $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ has been established for this state. The (τ, d) spectroscopic factor is found to be consistent with the S_{dp} number of the $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ second excited state of ^{59}Ni. Therefore the 4.357 MeV state is believed to be the IAS of the 0.465 MeV level of ^{59}Ni. It has been observed as a resonance in the previous study of the ^{58}Ni(p, γ) reaction at $E_p = 0.950$ MeV [9]). The γ-width deduced for this level (see table 4) and the γ-decay scheme established by Trentelman *et al.* [9]) give a complete description of the spectroscopic properties of this analog state.

The 4.830 MeV level. This level has been also observed as a resonance at $E_p = 1.424$ MeV in the work of ref. [9]). The γ-decay scheme and spin $\frac{3}{2}$ has been established for this level and this resonance was tentatively proposed as the analog of the $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ 0.881 MeV state of ^{59}Ni [ref. [9])]. Our results confirm the previous assumption and further $S^>$ number from our work is consistent with the S_{dp} value of ref. [25]) within the uncertainties of the DWBA analysis for small spectroscopic factors. Also here the γ-width (see table 4) and the γ-decay scheme of ref. [9]) combined with the spectroscopic strength lead to an overall description of the 4.830 MeV level.

The 5.057 MeV level. At 1.191 MeV in ^{59}Ni appears a level which has been assigned $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ by Van Patter *et al.* [26]). The excitation energy and the proton angular momentum transfer of the 5.057 MeV state in ^{59}Cu agrees with the tentative identification of the mentioned state as the analog of the 1.191 MeV level in ^{59}Ni. This level has been observed as a non-stripping state in the previous (d, p) experiments on ^{58}Ni target [10, 25]), but in view of the very low single particle strength of its presumed analog state in ^{59}Cu and of the very weak excitation of the $l = 3$ states in the (d, p) studies at low bombarding energies ($E_d \leqq 10$ MeV) this result cannot exclude the possibility of observing such levels in a reaction where the matching condition will favor higher l-values.

The 5.238 MeV level. This level was observed as a $l = 1$ resonance at $E_p = 1.841$ MeV in a previous study of the ^{58}Ni(p, p) reaction [27]) with a proton partial width of $\Gamma_p = 40$ eV and proposed as the analog of the $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ 1.298 MeV level in ^{59}Ni. In a recent study of the ^{58}Ni(p, γ) reaction [9]) $J = \frac{1}{2}$ has been established for the spin

of this level and the γ-decay scheme measured. From our work $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ has been determined and the spectroscopic factor agrees quite well with the neutron single particle strength of the 1.298 MeV level of ^{59}Ni as expected for the comparison between isobaric analog and parent state. Further the deduced proton partial width ($\Gamma_p = 66$ eV) is consistent with the measured value from elastic scattering data [27]).

The 5.855 MeV level. At an excitation energy of 1.951 MeV in ^{59}Ni a state populated by a $l = 3$ angular momentum has been observed in both neutron stripping [4, 25]) and pick-up [10]) experiments. The analog of this level should be located around 5.851 MeV in ^{59}Cu. The strong correlation observed between the excitation energy and the transfered proton angular momentum ($l = 3$) of the 5.855 MeV level in ^{59}Cu support the tentative identification of this level as the IAS of the 1.951 MeV state in ^{59}Ni. However a $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ value has been established for the proposed IAS whereas the authors of ref. [25]) on the basis of the j-dependence of the stripping angular distribution proposed the $J^\pi = \frac{7}{2}^-$ value. From the experimental data presented in fig. 6 of ref. [25]) the spread out structure at the main stripping peak for this level which characterize $f_{\frac{7}{2}}$ states is not clearly observed. Moreover the γ-transition to the $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ 0.465 MeV level observed [10]) in the decay scheme of the 1.951 MeV level suggest $J \leqq \frac{5}{2}$. No reliable comparison can be made between the $S^>$ and S_{dp} numbers of these levels. In conclusion the tentative identification proposed above should be confirmed by the determination of the spin and parity of the 1.951 MeV level in ^{59}Ni.

The 6.519 and 6.598 MeV levels. The excitation energies and the measured $l = 3$ angular momentum transfer from the ^{58}Ni(τ, d) study of these two levels support their tentative identification with the IAS of the 2.634 and 2.688 MeV states respectively in ^{59}Ni. These two levels have been observed in both neutron stripping [4, 25]) and pick-up experiments [10]) and were assigned $J^\pi = \frac{7}{2}^-$ from the j-dependence of the angular distribution. The J^π values $\frac{5}{2}^-$ and $\frac{7}{2}^-$, give equally good fits to our angular correlation data for the 6.519 and 6.598 MeV states. If we compare now the spectroscopic factors (for the $J^\pi = \frac{7}{2}^-$ assumption) deduced from the (τ, d) and (d, p) data the $S^>$ number for the 6.519 MeV level is large compared to the S_{dp} value of ref. [25]). However, the observed experimental width of the 6.519 MeV level in the deuteron spectra is 1.5 times larger than the experimental resolution which indicates a possible unresolved doublet at this excitation energy in ^{59}Cu and could explain at least partially the observed discrepancy between the spectroscopic factors. For the 6.598 MeV level an overall agreement is obtained between the single particle strength of the analog level pair.

The 6.847 and 6.916 MeV levels. The 6.916 MeV level has been already observed as a resonance at $E_p = 3.547$ MeV [ref. [8])] in the previous study of the ^{58}Ni(p, γ) [refs. [8, 28])] and the ^{58}Ni(p, p) [ref. [28])] reactions. This level was identified with the analog of the $g_{\frac{9}{2}}$ level at $E_x = 3.060$ MeV in ^{59}Ni. However the M1 transition strengths of the γ-decay of this resonance is not explained by shell-model calculations using different configurations spaces [8, 28]). In this study of the ^{58}Ni(τ, d) reaction, two $l = 4$ levels at 6.847 and 6.916 MeV are strongly populated in the energy region

where is excepted the IAS of the $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ 3.060 MeV level in ^{59}Ni. The spin values $J = \frac{9}{2}$ have been established for these two levels. In addition, the sum of their single particle strengths gives good agreement between the (τ, d) and (d, p) data whereas the spectroscopic factor for the 6.916 MeV alone is too small compared with the S_{dp} value obtained for the 3.060 MeV parent level. On the basis of their excitation energies, spin and parity and single particle strengths these two levels are proposed as the split components of the IAS of the $g_{\frac{9}{2}}$ level in ^{59}Ni. This proposal is reinforced by the conclusions of the work of ref. [8]). First the proton decay of the two states to the first 2^+ and to the 4^+ level of the target confirms the existence of core polarized ($J_C \geqq 2$) components in the wave function of the IAS. Moreover the γ-decay of the 6.847 MeV component should give a higher value to the M1 IAS-AIAS strength which will fit more closely the single particle shell-model predictions. Finally the existence of strong $g_{\frac{9}{2}}$ ($T_<$) components at high excitation energies (E_x = 6.201 and 6.310 MeV) in ^{59}Cu evidenced in this work and which are unobservable in the γ-decay of the IAS could explain the disagreement between the experimental data and the shell-model calculation. All these arguments support strongly a careful reexamination of the γ-decay properties of the $g_{\frac{9}{2}}$ IAS in ^{59}Cu. In the mean time Arai *et al.* [35]) have identified the two components of the $g_{\frac{9}{2}}$ IAS in ^{59}Cu in their high resolution study of the ^{58}Ni(p, p)^{58}Ni, ^{58}Ni(p, p′)^{58}Ni and ^{58}Ni(p, γ)^{59}Cu reactions. If we compare first the experimental branching ratios deduced from these two experiments, we observe good agreement between the Γ_p/Γ value for the 6.847 MeV level (0.86 instead of 0.92 ± 0.04 from our work). For the second member of the doublet our value of the proton elastic branching ratio ($\bar{\Gamma}_p(0^+)/\Gamma = 0.87 \pm 4$) disagrees with the one of Arai *et al.* (0.70). Further if we consider the absolute values of the elastic and inelastic partial widths our results (see table 5) are larger by a factor of two than those extracted from the *R*-matrix analysis of the elastic scattering data of ref. [35]). We should notice here that the errors listed for these Γ_p values by Arai *et al.* [35]) are from the χ^2 fit to the data and do not represent the experimental errors. These errors are estimated to be of 20 % or 10 eV for the 6.847 and 6.916 MeV $g_{\frac{9}{2}}$ IAS [35]). From the S_{pp} number obtained by the authors of ref. [35]) (S_{pp} = 0.47) and their Γ_p values we have deduced a single particle width for the $g_{\frac{9}{2}}$ IAS of $\Gamma_{s.p.}$ = 72.8 whereas from our Gamov state calculation we found a $\Gamma_{s.p.}$ value of 130 eV. This result means that if we use the single particle width of Arai *et al.* [35]) we obtained a reduction of about 60 % of the $\Gamma_p(0^+)$ values listed in table 5 and an overall agreement with the numbers obtained from the elastic scattering data. However the method of Thompson and Robson [36]) employed by Arai *et al.* to extract the single particle width gives in this case a $\Gamma_{s.p.}$ value which is strongly dependent on the value of the matching radius and no minimum is observed in this case. This feature leads to the conclusion that the Gamow state calculation gives less dependent quantities and consequently more realistic $\Gamma_{s.p.}$ values. In any case the ^{58}Ni(τ, d)^{59}Cu studied at 25 MeV have good matching condition for the population of the $g_{\frac{9}{2}}$ IAS and therefore should lead to more realistic spectroscopic strengths concerning these

levels than the resonant scattering data where the very weak proton penetrabilities make difficult the observation of the high spin analog states.

The 6.954 MeV level. On the basis of its excitation energy and angular momentum ($l = 1$), this level seems to be a good candidate for the IAS of the 3.035 MeV level in ^{59}Ni. The $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ value from this work disagrees with those assigned ($J^\pi = \frac{1}{2}^-$) to the proposed parent level [25]). However the $l = 1+3$ values assign to the 3.035 MeV level combined to the deduced spin and parity $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ for one member of this doublet on the basis of the *j*-dependence of the DWBA cross section [25]) could not allow meaningful comparison between both spin and spectroscopic factor for the proposed analog pair. A strong component for the coupling of $p_{\frac{3}{2}}$ and $p_{\frac{1}{2}}$ protons partial waves with the 2^+ state of ^{58}Ni have been determined from the analysis of the ^{58}Ni(τ, d$\tilde{p}$) reaction.

The 7.274 and 7.298 MeV levels. An $l = 1$ level at 3.460 MeV excitation energy has been observed in the studies of the ^{58}Ni(d, p) reaction [23,25]). The $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ value has been determined from the (d, p) work of Chowdhury *et al.* [25]) whereas definite spin and parity assignment $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ was obtained by Aymar *et al.* [23]) using a polarized deuteron beam. In the region of excitation energy where one expects the IAS of this level a 24 keV doublet with $l = 1$ angular distributions for each member is observed in our study of the ^{58}Ni(τ, d) reaction. The angular correlation of the two states is consistent with a $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ value. These arguments are used here to identify these states as the fragmented components of the IAS of the $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ at 3.460 MeV in ^{59}Ni.

The 8.193 and 8.256 MeV levels. The first significant fragment of the $2d_{\frac{3}{2}}$ neutron orbital is observed at 4.504 MeV in ^{59}Ni [refs. [23,25])]. The IAS of this level is expected around 8.4 MeV in ^{59}Cu. The two $l = 2$ levels at 8.193 and 8.256 MeV for which the spin and parity $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ has been established in this work are identified as the split members of the IAS of the $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ 4.504 MeV level of the ^{59}Ni nuclei. Further the summed spectroscopic strengths ($S^> = 0.20$) from the (τ, d) data agrees well with those obtained (0.23) in the (d, p) work of ref. [25]) and confirm the previous identification. The angular correlation of the proton decaying to the 2^+ state of the target was analysed by introducing $2d_{\frac{3}{2}}$ and $3s_{\frac{1}{2}}$ proton partial waves to describe the coupling to the 2^+ state of ^{58}Ni. The result listed in table 5 shows a weak $2d_{\frac{3}{2}} \otimes 2^+(^{58}\text{Ni})$ component in the wave function of the parent level.

The 8.550 MeV level. This level has an $l = 4$ angular momentum from the (τ, d) data. Its excitation energy and deduced spectroscopic factor for a $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ assumption are consistent with the properties of the 4.695 MeV level in ^{59}Ni (see table 5). On this basis, the $J^\pi = (\frac{9}{2})^+$ $E_x = 8.550$ MeV level in ^{59}Cu is proposed as the IAS of the $J^\pi = (\frac{9}{2})^+$ $E_x = 4.695$ MeV state of the ^{59}Ni nuclei.

A summary of the results discussed in this section are shown schematically in fig. 12. The Coulomb displacement energy has been calculated for each IAS in ^{59}Cu. Our results listed in table 6 are compared with the results reported in the compilation of Courtney and Fox [31]) and with calculated values using the semi-empirical

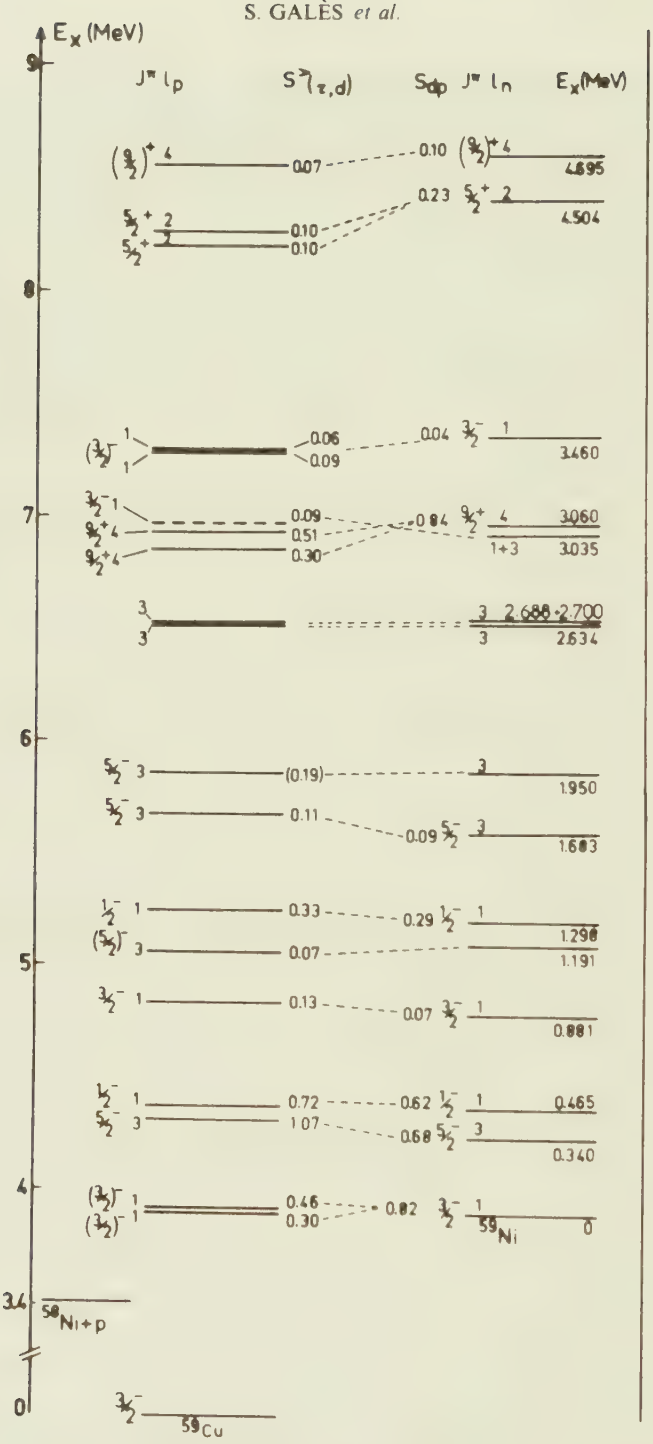


Fig. 12. Correspondence between parent and analog levels for the ^{59}Ni-^{59}Cu analog pair.

relation [33]) $\Delta E_c = b_1(\bar{Z}/A^{\frac{1}{3}})+b_2$ where $\bar{Z} = Z_< + \frac{1}{2}$ is the average charge of the isobar pair, $b_1 = 1430 \pm 2.6$ and $b_2 = -992 \pm 22.6$.

5.3. LOCATION OF SINGLE PARTICLE PROTON STATES IN ^{59}Cu

From the J^π assignments obtained in this work for a great number of levels up to 9 MeV excitation energy in ^{59}Cu and the identification of the main components of the $2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$, $1f_{\frac{7}{2}}$, $1g_{\frac{9}{2}}$ and $2d_{\frac{5}{2}}$ IAS a sum rule analysis was carried out for both $T_<$ and $T_>$ components of proton states in ^{59}Cu. For the levels located below 3.8 MeV, the results of the compilation of ref. [10]) associated with the recent spin assignments made for the low-lying levels in ^{59}Cu by Trentelman *et al.* [9]) were used to obtain a complete description (up to 9.0 MeV excitation energy) of the proton states in ^{59}Cu. The result of this analysis is presented in table 7. For the $T_<$ states a comparison is made with the prediction of the pure shell model whereas for the $T_>$ levels our results are listed together with those obtained for the neutron parent states in ^{59}Ni [ref. [25])] and with the predictions of the sum rule limit. For transitions to $2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$, $1f_{\frac{7}{2}}$ and $1g_{\frac{9}{2}}$ states within the usual uncertainties of absolute spectroscopic factors the $T_<$ and $T_>$ sum rule is exhausted and a good amount of the $2d_{\frac{5}{2}}$ strength is now observed in ^{59}Cu. The comparison of the summed spectroscopic strength is in an overall agreement with the values determined in ref. [25]) for the parent neutron states in ^{59}Ni with the exception of the $2d_{\frac{5}{2}}$ $T_>$ strength for which a small fraction of these levels appears below 8.5 MeV excitation energy. The fragmentation of single particle proton strength for levels belonging to the same shell-model state is shown in fig. 13. The centroid energies of the single particle proton states were determined for $T_<(E^<_{pJ})$ and $T^>(E^>_{pJ})$ states and for the average $\langle E_{pJ}\rangle = (2T_0/(2T_0+1))E^<_{pJ} + (1/(2T_0+1))E^>_{pJ}$ and are shown in table 8. For the $2d_{\frac{5}{2}}$ level the missing strength for

TABLE 7

Comparison of summed experimental transition strengths $\sum(2J+1)C^2S$ with the shell-model sum rule limit

Single particle orbital	$\sum(2J+1)C^2S$				
	$T_<$		$T_>$		
	exp	s.m.	exp	s.m.	(d, p) [a])
$2p_{3/2}$	2.9	2.3	1.5	0.7	1.20
$1f_{5/2}$	4.3	4	2.9	2	1.60
$2p_{1/2}$	1.9	1.3	0.70	0.7	1.0
$1g_{9/2}$	6.4	6.7	2.90	3.3	3.5
$2d_{5/2}$	2.2	4.0	0.46	2.0	> 1.7

[a]) The summed spectroscopic factor $\sum(2J+1)C^2S$ for the neutron states in ^{59}Ni obtained in ref. [25]) were divided by $2T_0+1$ in order to compare the values obtained for the isobaric analog states and their parent levels.

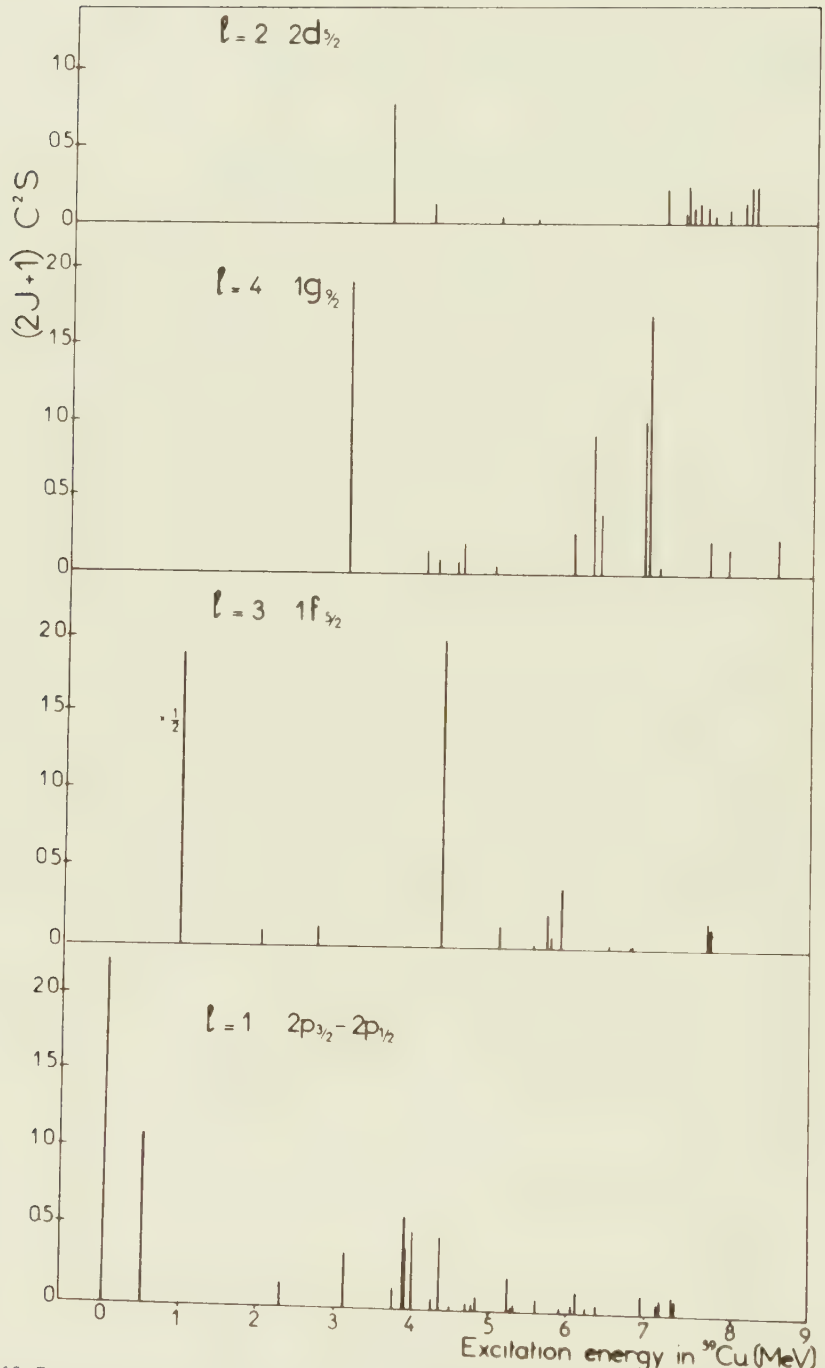


Fig. 13. Spectroscopic strengths distributions obtained for the ^{58}Ni(τ, d)^{59}Cu reaction. For levels below 3.9 MeV, the data is from ref. [10]). The $(2J+1)C^2S$ values for each l-transition are represented by the length of the vertical bars.

TABLE 8

Position (MeV) of single quasi-particle proton states from (τ, d) reaction on ^{58}Ni

S.p. state	$^{59}_{29}Cu_{30}$				$^{59}_{28}Ni_{31}$	$^{57}_{28}Ni_{29}$
	$E^{<}_{pJ}$ (MeV)	$E^{>}_{pJ}$ (MeV)	$\langle E_{pJ} \rangle$ (MeV)	$\Delta(E^{<}_{pJ} - E^{<}_{p_{3/2}})^{a}$ (MeV)	$\Delta(E_n - E_{p_{3/2}})^{a}$ (MeV)	$\Delta(E_n - E_{p_{3/2}})^{b}$ (MeV)
$2p_{3/2}$	1.22	4.94	2.46	0	0.0	0.0
$1f_{5/2}$	1.53	4.66	2.57	0.30	0.5	0.78
$2p_{1/2}$	2.18	4.64	3.0	1.00	2.1	1.08
$1g_{9/2}$	4.28	7.02	5.20	3.00	3.3	
$2d_{5/2}$	$\gtrsim 7$	> 9.5	> 8	> 5.8	> 5.7	

[a]) $\Delta(E_n - E_{p_{3/2}})$ is the spacing of single quasi-particle neutron states from (d, p) reaction on ^{58}Ni [25]).
[b]) Spacing of single particle level derived from the ^{57}Ni level scheme by Cohen *et al.* [33]).

$T_<$ and $T_>$ states was assumed to be concentrated respectively around 8.5 and 10 MeV in order to obtain an upper limit for the location of that single particle state. Good agreement between the spacing of the single particle neutron and proton states, which is expected if the nuclear interaction is charge independent is obtained (see table 8) only if the energies of the single proton states are determined from the $T_<$ centroid energy ($E^{<}_{pJ}$). This is the case for the centroid energies of the $T_<$ proton states in $^{59}_{29}Cu_{30}$ and the values for the neutron states in $^{57}_{28}Ni_{29}$ deduced by Cohen *et al.* [33]). The comparison is still good with the spacing of the single particle neutron states in $^{59}_{28}Ni_{31}$ except for the $2p_{\frac{1}{2}}$-$2p_{\frac{3}{2}}$ separation. This discrepancy could be partially explained by the uncertainties on the spins assignments for the highly excited $l = 1$ levels observed in the study of the ^{58}Ni(d, p) reaction [25]).

We wish to thank Mm. J. C. Artiges, P. Cohen, R. Margaria, A. Richard and R. Sellem for their assistance in the electronic set-up. The assistance of Mrs. M. F. Samaran and M. T. Commault in modifying the various computer programs is greatly appreciated. We acknowledge the operating crew of the ORSAY tandem Van de Graaff for the efficient running of the accelerator.

References

1) A. G. Blair and D. D. Armstrong, Phys. Lett. **16** (1965) 57
2) G. C. Morrison and J. P. Schiffer, Isobaric spin in nuclear physics, ed. J. D. Fox and D. Robson (Academic Press, NY, 1966) p. 748
3) D. J. Pullen and B. Rosner, Phys. Rev. **170** (1968) 1034
4) P. Roussel, G. Bruge, A. Buissière, H. Faraggi and J. E. Testoni, Nucl. Phys. **A155** (1970) 306
5) J. Bommer *et al.*, Nucl. Phys. **A199** (1973) 115
6) S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison and J. P. Schapira, Nucl. Phys. **A259** (1976) 189
7) S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison and J. P. Schapira, Phys. Lett. **56B** (1975) 449
8) H. V. Klapdor, M. Schrader, F. Bergdolt and A. M. Bergdolt, Nucl. Phys. **A245** (1975) 133
9) J. P. Trentelman, B. E. Cooke, J. R. Leslie, W. McLatchie and B. C. Robertson, Nucl. Phys. **A246** (1975) 457

10) J. Vervier, Nucl. Data **2** (1968) B2-5-1
11) H. Laurent, J. P. Schapira, S. Fortier, S. Galès and J. M. Maison, Nucl. Instr. **117** (1974) 17
12) W. R. Coker and G. W. Hoffmann, Z. Phys. **263** (1973) 179
13) W. R. Coker, Phys. Rev. **C7** (1973) 2426
14) T. Tamura, W. R. Coker and F. J. Rejbicki, Comp. Phys. Com. **2** (1971) 94
15) G. M. Perey and F. G. Perey, Nucl. Data **A13** (1974) 293
16) E. F. Gibson *et al.*, Phys. Rev. **155** (1967) 1194
17) J. A. R. Griffith, M. Irshad, O. Karban and S. Roman, Nucl. Phys. **A146** (1971) 193
18) A. E. Litherland and A. J. Ferguson, Can. J. of Phys. **39** (1961) 788
19) R. Martin *et al.*, Nucl. Phys. **A210** (1973) 221
20) G. R. Satchler, Nucl. Phys. **55** (1964) 1
21) T. J. Yale and W. Haeberli, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 756
22) D. C. Kocher and W. Haeberli, Nucl. Phys. **A196** (1972) 225
23) J. A. Aymar, H. R. Hiddelston, S. E. Darden and A. A. Rollefson, Nucl. Phys. **A207** (1973) 596
24) J. H. Carver and G. A. Jones, Nucl. Phys. **19** (1960) 184
25) M. S. Chowdhury and H. M. Sen Gupta, Nucl. Phys. **A205** (1973) 454
26) D. M. Van Patter, F. Rauch and B. Seim, Nucl. Phys. **A204** (1973) 172
27) J. C. Browne, H. W. Newson and E. G. Bilpuch, Nucl. Phys. **A153** (1970) 481
28) S. Maripuu, J. C. Manthuruthil and C. P. Poirier, Phys. Lett. **41B** (1972) 148
29) G. B. Vingiani and R. A. Ricci, in The structure of $f_{7/2}$ nuclei, ed. R. A. Ricci (Edit. Compositori, Bologna, 1971)
30) S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison and J. P. Schapira, to be published
31) R. L. Auble and J. Raaport, Nucl. Data **3** (1970) B3-4-1
32) W. J. Courtney and J. D. Fox, Nucl. Data **15** (1975) A2-141
33) J. Janecke, Isospin in nuclear physics, ed. D. H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1969)
34) S. Cohen *et al.*, Phys. Rev. **160** (1967) 903
35) E. Arai, M. Ogawa and H. Sato, Nucl. Phys. **A256** (1976) 127
36) W. J. Thompson, J. L. Adams and D. Robson, Phys. Rev. **173** (1968) 975

1.E.7:2.C *Nuclear Physics* A265 (1976) 213–219; © *North-Holland Publishing Co., Amsterdam*
Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

POPULATION AND PROTON DECAY OF THE $g_{\frac{7}{2}}$ ISOBARIC ANALOG STATE IN ^{53}Mn VIA THE ^{52}Cr(τ, d$\tilde{p}$)^{52}Cr REACTION

S. GALÈS, S. FORTIER, H. LAURENT, J. M. MAISON and J. P. SCHAPIRA
Institut de Physique Nucléaire, BP no. 1, 91406 Orsay, France

Received 19 March 1976

Abstract: A new level at 10.66 MeV excitation energy in ^{53}Mn, populated by the ^{52}Cr(τ, d)^{53}Mn reaction, is shown to be the isobaric analog state of the $E_x = 3.71$ MeV, $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ level in ^{53}Cr. The proton decay of this analog state is investigated using method II of Litherland and Ferguson. The spin $J = \frac{9}{2}$ is established for this state and proton partial widths for transitions to the ground and excited states of the target are extracted by means of the d-$\tilde{p}$ angular correlation measurements.

E NUCLEAR REACTIONS ^{52}Cr(τ, d$\tilde{p}$), $E = 24$ MeV; measured $\sigma(E_d, E_p, \theta_p)$. ^{53}Mn deduced $g_{\frac{7}{2}}$ analog state, J, Γ_p, $\Gamma_{p'}$, $S_{pp'}$. Natural target.

1. Introduction

The isobaric analog states (IAS) with high angular momentum ($l = 3, 4$) in f-p shell nuclei are hardly observable in proton resonance scattering due to the high Coulomb plus centrifugal barrier in the system p+C (C for the target). Moreover these IAS located at high excitation energies (between 8 and 12 MeV in ^{53}Mn for example) are embedded in a high density of $T_<$ states with low angular momentum ($l = 0, 1$) and the analysis of the proton elastic or inelastic scattering becomes difficult due to the lack of selectivity of these reactions. It has been shown in two recent reports [1, 2]) that for high ^{3}He energy, the strong population of the $f_{\frac{7}{2}}$ and $g_{\frac{9}{2}}$ IAS by the (τ, d) reaction and measurements of their subsequent proton decay by means of the (τ, d$\tilde{p}$) reaction in a suitable geometry, lead to spectroscopic information (spin, proton partial widths and consequently spectroscopic factors) which gives an overall description of the properties of these IAS.

The aim of the present experiment was first to identify the analog in the ^{53}Mn nucleus of the $E_x = 3.17$ MeV, $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ level in ^{53}Cr which has a strong $g_{\frac{9}{2}}$ neutron single-particle component as determined from previous work on the ^{52}Cr(d, p) reaction [3, 4]). Also an angular correlation study of the proton decay of this level investigated by means of the sequential reaction (τ, d$\tilde{p}$) on ^{52}Cr with zero degree detection of deuteron groups [method II of Litherland and Ferguson [5])] was performed. In this geometry, the d-$\tilde{p}$ angular correlation measurements directly give

the branching ratio $\tilde{\Gamma}(p_i)/\Gamma$ (where $\tilde{\Gamma}(p_i)$ and Γ are, respectively, the proton partial width via channel i and the total width of the IAS) of the proton decay to a given final state of the target [1, 2]). For a spin-zero target, a least-squares analysis of the experimental data limits the spin J of the IAS and yields quantities related to the proton configurations involved in the decay.

2. Experimental procedure and results

A natural target of ^{52}Cr, of a thickness of 150 μg/cm^2, was bombarded at 24 MeV incident energy by a ^{3}He beam delivered by the MP Tandem Accelerator of Orsay. Deuterons were detected near 0° by means of a triplet of magnetic quadrupole lenses [6]). The magnetic field in the 0° spectrometer was set in order to obtain a maximum solid angle ($\approx$ 18 msr) for deuterons leading to the excitation energy region where the $g_{\frac{9}{2}}$ IAS is expected. The direct deuteron spectrum is shown in fig. 1. A sharp and strongly excited level in ^{53}Mn appears at an excitation energy of 10662 ± 7 keV. From this excitation energy and that of its presumed parent state in ^{53}Cr [$E_x = 3713 \pm 6$ keV, ref. [3])] one obtains a Coulomb displacement energy of 8333 ± 12 keV. This value is in a good agreement with that determined for the ^{53}Cr ground-state analog [$\Delta E_c = 8349 \pm 5$ keV, ref. [7])].

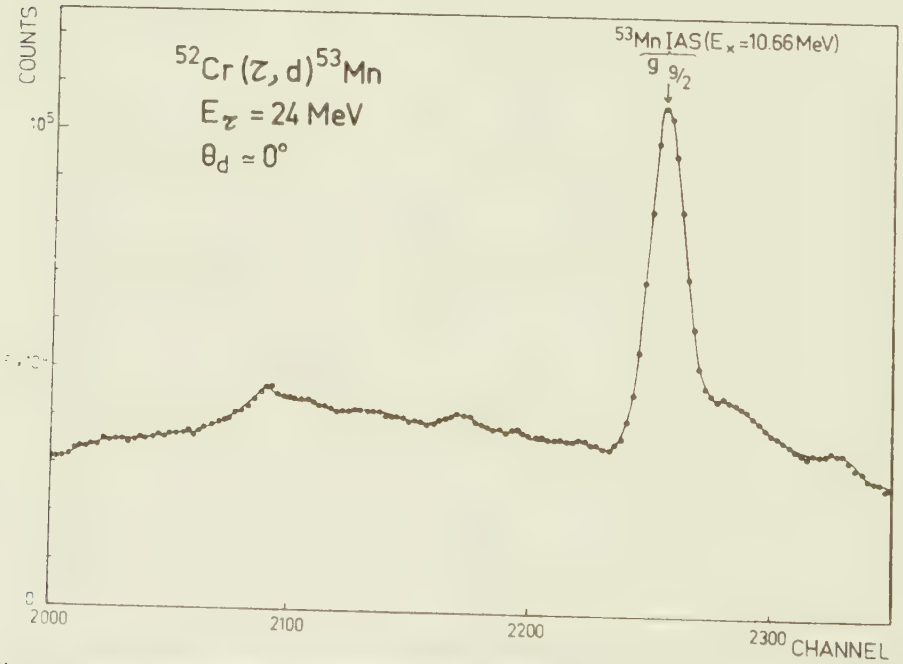


Fig. 1. Deuteron energy spectrum from the ^{52}Cr(τ, d)^{53}Mn in the energy range where is expected the $g_{\frac{9}{2}}$ IAS in ^{53}Mn. The deuterons are emitted near 0° and detected after magnetic analysis.

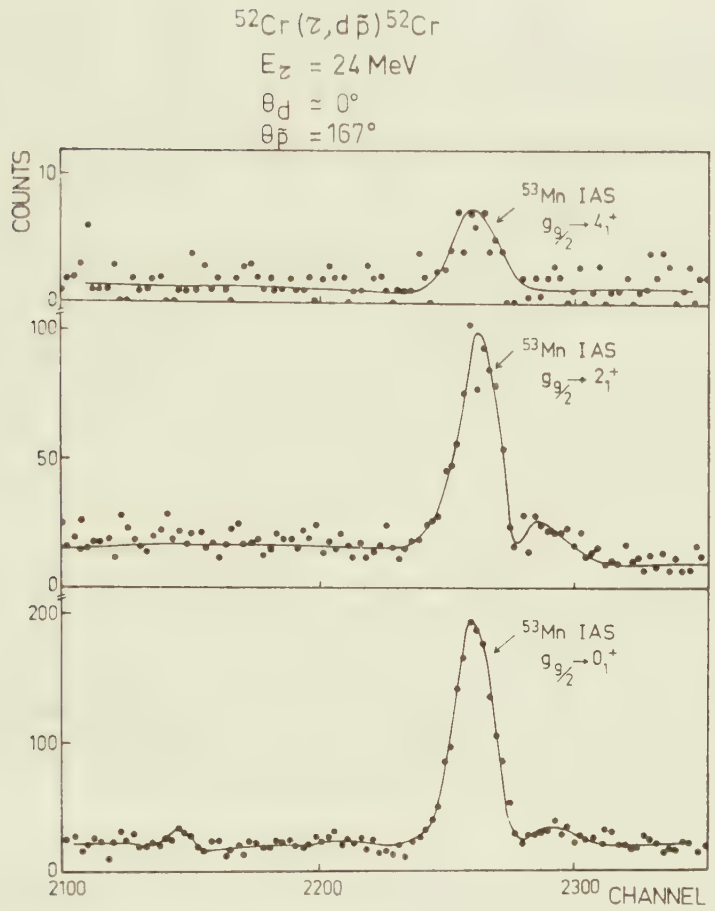


Fig. 2. Deuteron spectra in coincidence with secondary proton exciting the ^{52}Cr states at $E_x = 0$, 1.434 and 2.370 MeV.

The coincident protons were detected in three movable Si(Li) detectors. Each coincident event (E_d, $E_{\tilde{p}}$, $T_{d\text{-}\tilde{p}}$ where E and T denote energy and time) were measured for proton angles ranging from 92° to 167° by typically 10° steps. Two-dimensional matrices $E_d - E_{\tilde{p}}$ for each proton angle were built up and random events subtracted. Kinematic lines associated with the $^{52}Cr(\tau, d\tilde{p}_0)^{52}Cr(0_1^+)$, $^{52}Cr(\tau, d\tilde{p}_1)^{52}Cr(2_1^+)$ and $^{52}Cr(\tau, d\tilde{p}_2)^{52}Cr(4_1^+)$ reactions were projected along the deuteron axis in order to produce ^{53}Mn levels decaying to the ground, first 2^+ and first 4^+ excited states of ^{52}Cr. The resulting spectra are shown in fig. 2. We clearly observe that the 10.66 MeV level in ^{53}Mn strongly decays to the 2^+ state of the target and a weak branch to the 4^+ state is evident in the spectra of fig. 2.

3. Analysis and discussion

The angular correlations for the transitions J(IAS) to $J_f^\pi = 0^+$, 2^+ and 4^+, measured in the present work, were fitted by means of the computer code GRILLE 3 [ref. [2])] based on the general particle-particle angular correlation theory expressed in the $\mathscr{L}$-representation [5]) which has been developed in details in our previous studies of the IAS in ^{49}V and ^{51}V [ref. [2])]. Since the spins of the ^{52}Cr ground state, ^{3}He and d are respectively 0, $\frac{1}{2}$ and 1 and since the deuteron is detected along the beam axis, only $m = \pm\frac{1}{2}$ and $\pm\frac{3}{2}$ magnetic substates can be populated. For the $\tilde{p}_0$ decay, the only free parameters used in the analysis were therefore the normalization coefficient of the angular correlation and the ratio of population parameters $P_{\frac{1}{2}} = P(m = \frac{1}{2})/\{P(m = \frac{3}{2}) + P(m = \frac{1}{2})\}$. This ratio can be evaluated in the framework of the DWBA theory of direct reactions following the general expression given by Satchler [8]) for the element $\rho_{m,m'}$ of the density matrix describing the state J and specializing this result to spin-zero target and axial symmetry [2]). The resulting value of $P_{\frac{1}{2}}$ was found to be very small (10^{-4}) in agreement with the description of the (τ, d) reaction as a direct proton transfer process. However the $m = \frac{1}{2}$ magnetic substate could be populated through the finite solid angle of the 0° spectrometer. In a first-order approximation taking a cone of detection of half-angle ξ (here $\xi = 6°$), this effect should be of the order a $\frac{1}{2}l(l+1)\xi^2$ [ref. [5])] where l is the transferred angular momentum. For the ground-state decay ($\tilde{p}_0$) we have made a comparison between experimental values of $P_{\frac{1}{2}}$ (which lead for a given spin assumption to χ^2 values lower than the 0.1 % confidence limit) and the expected numbers $P_\Omega(l) = \frac{1}{2}l(l+1)\xi^2$. The quantities $P_{\frac{1}{2}}$ and $P_\Omega(l)$ are listed in table 1 together with the adopted spin values and the measured proton branching ratios. The experimental

TABLE 1

Summary of the results from the analysis of the angular correlation data

E_{xi} (MeV)	E_{xf} (MeV) [a])	J_i	J_f [a])	l	$P_\Omega(l)$ (%)	$P_{\frac{1}{2}}$ (%)	χ^2_{min}	χ^2 (0.1 % limit)	$\tilde{\Gamma}_p(0^+)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}_p(2^+)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}_p(4^+)/\Gamma$ (%)
10.66	0.00	$\frac{7}{2}$	0	3	6	8±3	17.3	24.3	55±4		
				4	10						
		$\frac{9}{2}$	0	4	10	16±4	4.7	24.3			
				5	15						
		$\frac{11}{2}$	0	5	15	35±3	4.4	24.3			
				6	21						
10.66	1.43	$\frac{7}{2}$	2	2		8±3	52.4	22.5		40±4	
				4							
		$\frac{9}{2}$	2	2		16±4	17.4	22.5			
				4							
10.66	2.37	$\frac{9}{2}$	4	0		16±4	3.9	22.5			7±2
				2							

[a]) Ref. [3]).

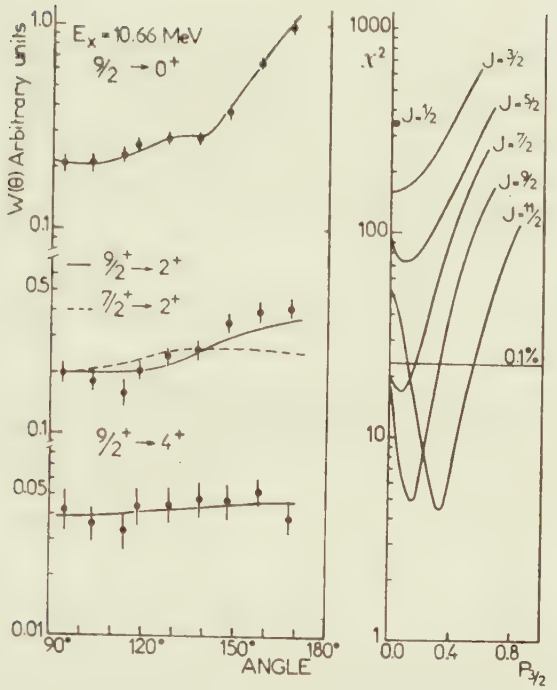


Fig. 3. Angular correlations for the reactions ^{52}Cr(τ, d)^{53}Mn($\tilde{p}_0$)^{52}Cr(g.s.), ^{52}Cr(τ, d)^{53}Mn(p_1)^{52}Cr(2_1^+) and ^{52}Cr(τ, d)^{53}Mn($\tilde{p}_2$)^{52}Cr(4_1^+). Theoretical fits of the angular correlations are for the indicated J-values. The right part of the figure shows the χ^2 plots versus population parameters $P_{\frac{9}{2}}$ for different spin assumptions involved in the ground-state proton decay.

angular distributions and the theoretical curves for decay to the $0^+, 2^+$ and 4^+ states of the target are shown in fig. 3. The spin assignment for the 10.66 MeV level in ^{53}Mn is now discussed.

The least-squares analysis of the $\tilde{p}_0$ decay leads to $J = \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$ and $\frac{11}{2}$ (see right-hand part of fig. 3). However the $P_{\frac{9}{2}}$ value obtained for the $J = \frac{11}{2}$ assumption is large (see table 1) as compared to the one expected from DWBA calculations and finite solid angle effect. On that basis the ground-state angular correlation limits the spin J of the 10.66 MeV level to $J = \frac{7}{2}$ or $\frac{9}{2}$. The proton branching ratio $\tilde{\Gamma}_p(0^+)/\Gamma$ was found to be 0.55 ± 0.03. The analysis of inelastic transitions was performed with $P_{\frac{9}{2}}$ held constant at $(8 \pm 3)\,\%$ for $J = \frac{7}{2}$ and $(16 \pm 4)\,\%$ for $J = \frac{9}{2}$. On the grounds of the known exhausted $f_{\frac{7}{2}}$ single-particle proton strength in ^{53}Mn [ref. [3])] and the very high excitation energy of the $h_{\frac{9}{2}}$ proton orbital in this nuclei we now assume that this level was populated by $l = 4$ transfer. In that case, the proton configurations $2d_{\frac{5}{2}}$ and $1g_{\frac{9}{2}}$ which can be coupled to 2^+ to give $\frac{7}{2}^+$ and $\frac{9}{2}^+$ states were included in the analysis. The results are displayed in fig. 3 and the $J^\pi = \frac{7}{2}^+$ value is clearly rejected on the grounds of the poor fit of the experimental data and large χ^2 value obtained as compared to the one expected from the 0.1 % confidence limit (see

TABLE

Energy, spin and parity, proton partial widths

E_x(IAS) (keV)	E_x (parent [a]) state) (keV)	J^π	S_{dp} [b]	$\tilde{\Gamma}_p(0^+)$ (keV)	$\Sigma\tilde{\Gamma}_p(2^+)$ (keV)	$\Sigma\tilde{\Gamma}_p(4^+)$ (keV)	$\Gamma^{lj}_{s.p.}(2^+)$ [c] (keV)
10662±7	3713±6	$\frac{9}{2}^{(+)}$	0.57	0.32	0.24	0.04	$d_{\frac{3}{2}}$: 3.40 $g_{\frac{7}{2}}$: 0.01

[a]) Ref. [3]).

[b]) Ref. [4]).

[c]) $\Gamma^{lJ}_{s.p.}(2^+)$ and $\Gamma^{lJ}_{s.p.}(4^+)$ are the single-particle widths for a given lJ proton partial wave involved calculations were: $r = r_{s.o.} = 1.25$ fm, $a = a_{s.o.} = 0.65$ fm and $V_{s.o.} = 6.25$ MeV.

[d]) $\tilde{\Gamma}^{lJ}_p(2^+)$ and $\tilde{\Gamma}^{lJ}_p(4^+)$ are the experimental values of proton partial widths deduced from the

[e]) $S^{lJ}_{pp'} = \tilde{\Gamma}^{lJ}_p(J_f)/\Gamma^{lJ}_{s.p}(J_f)$ where $J_f = 2^+$ or 4^+.

table 1). A strong branching to the 2^+ state has been measured and two different sets of proton partial widths are extracted from the least-squares analysis. A proton branching $\tilde{\Gamma}_p(4^+)/\Gamma = 0.07\pm0.02$ has been determined for the transition to the second excited state of ^{52}Cr. Proton configurations $3s_{\frac{1}{2}}$ and $2d_{\frac{3}{2}}$ were included in the fitting procedure.

In order to deduce absolute proton partial widths for each decay channel the spectroscopic factor of the parent state $S_{dp} = 0.57$ [ref. [4])] was used to obtain a measure for the elastic proton partial width $\tilde{\Gamma}_p(0^+)$. Taking $S_{dp} = S_{pp} = \tilde{\Gamma}^{lj}_p(0^+)/\tilde{\Gamma}^{lj}_{s.p.}$, where $\tilde{\Gamma}^{lj}_p(0^+)$ is the observed partial width of an IAS of spin J and angular momentum l and $\Gamma^{lj}_{s.p.}$ is the single-particle width evaluated with program GAMOV [refs. [9, 10])] we have deduced for this level a $\tilde{\Gamma}_p(0^+)$ value of 0.32 keV. Our measurements of the proton branching ratio $\tilde{\Gamma}_p(2^+)/\tilde{\Gamma}_p(0^+)$ and $\tilde{\Gamma}_p(4^+)/\tilde{\Gamma}_p(0^+)$ lead to a determination of the inelastic partial widths. The ratio of these numbers to the corresponding single-particle widths gives the amplitude of neutron coupling to target excited states in the wave function of the parent level. The resulting spectroscopic information about the 10.66 MeV level in ^{53}Mn is summarized in table 2. The solution obtained in the analysis of the transition to the 2^+ state which gives too large $g_{\frac{7}{2}}$ partial width ($S^{lJ}_{pp'} \gg 1$) was rejected.

In conclusion, from the analysis of our angular correlation data the spin $J = \frac{9}{2}$ has been established. The strong population of the 10.66 MeV level in ^{53}Mn by the ^{52}Cr(τ, d) reaction, its excitation energy and spin assignment are believed to be strong arguments in favor of the identification of this level with the IAS of the $E_x = 3.17$ MeV, $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ state in ^{53}Cr. This investigation of the proton decay of the $g_{\frac{7}{2}}$ IAS in ^{53}Mn has shown relatively weak $2d_{\frac{3}{2}}\otimes2^+$ and $2d_{\frac{3}{2}}\otimes4^+$ components

2
and spectroscopic factors for the $g_{\frac{7}{2}}$ IAS in ^{53}Mn

$\Gamma^{lj}_{s.p.}(4^+)$ [c] (keV)	$\tilde{\Gamma}^{lj}_{p}(2^+)$ [d] (keV)		$\tilde{\Gamma}^{lj}_{p}(4^+)$ [d] (keV)		$S^{lj}_{pp'}$ [e]
	probable sol.	other sol.	probable sol.	other sol.	
$s_{\frac{1}{2}}$: 2.90 $d_{\frac{3}{2}}$: 0.15	$d_{\frac{5}{2}}$: 0.24	$d_{\frac{5}{2}}$: 0.21 $g_{\frac{7}{2}}$: 0.03	$s_{\frac{1}{2}}$: 0.016 $d_{\frac{3}{2}}$: 0.025		$d_{\frac{5}{2}}\otimes 2^+$: 0.07 $d_{\frac{5}{2}}\otimes 4^+$: 0.15 $s_{\frac{1}{2}}\otimes 4^+$: < 0.01

in the decay. They are calculated using the program GAMOV. The geometrical parameters used in the analysis of the angular correlation data.

in the wave function of the parent level. Similar results were obtain for the $g_{\frac{7}{2}}$ IAS in ^{51}V [ref. [2])] and ^{59}Cu [ref. [11])]. This situation is quite different for the $g_{\frac{7}{2}}$ IAS in ^{49}Sc [ref. [1])] where a strong component described by the coupling of a $2p_{\frac{3}{2}}$ neutron to the first 3^- state of ^{48}Ca has been observed.

References

1) S. Galès *et al.*, Phys. Lett. **56B** (1975) 449
2) S. Galès *et al.*, Nucl. Phys. **A259** (1976) 189
3) R. L. Auble and M. N. Rao, Nucl. Data Sheets **B3** (1970) 127
4) D. C. Kocher and W. Haeberli, Nucl. Phys. **A196** (1972) 225
5) A. E. Litherland and A. J. Ferguson, Can. J. Phys. **39** (1961) 788
6) H. Laurent *et al.*, Nucl. Instr. **117** (1974) 17
7) W. J. Courtney and J. D. Fox, Nucl. Data Tables **A15** (1975) 141
8) G. R. Satchler, Nucl. Phys. **55** (1964) 1
9) W. R. Coker and G. W. Hoffmann, Z. Phys. **263** (1973) 19
10) W. R. Coker, Phys. Rev. **C7** (1973) 2426
11) S. Galès *et al.*, Nucl. Phys. to be published

Unbound isobaric analog states in ^{53}Mn: The reactions ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn and ^{52}Cr(^{3}He, dp)^{52}Cr

S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison, and J. P. Schapira
Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay, France
(Received 26 April 1976)

The ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reaction investigated at 25 MeV incident energy with a split pole spectrometer was used to populate highly excited analog states in ^{53}Mn. Fifty-two levels between 6.9 and 12.0 MeV excitation energy were observed in ^{53}Mn. The main components of the $T_>$ $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, and $1g_{9/2}$ single-particle strengths were identified. Angular distributions of transitions to 38 unbound levels in ^{53}Mn have been extracted and analyzed with distorted-wave Born approximation and Gamov functions (as form factors for the transferred proton) to yield the absolute spectroscopic strength. An appreciable amount of the missing $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, and $1f_{5/2}$ proton $T_<$ strengths is observed in ^{53}Mn between 7.0 and 8.5 MeV whereas a small fraction of the $1g_{9/2}$ and $2d_{5/2}$ single-particle orbitals appears between 7.0 and 12 MeV excitation energy. The ^{52}Cr(^{3}He, dp)^{52}Cr reaction was performed at 24 MeV incident energy using a triplet of magnetic quadrupole lenses. The angular correlations of the emitted protons were measured in coincidence using method II of Litherland and Ferguson with zero degree detection of deuteron groups. Spins, population parameters, and branching ratios of proton partial widths to the ground and excited states of the target were determined for 14 unbound levels in ^{53}Mn from the analysis of the angular correlation data. These two experiments provide a rather complete description of the spectroscopic properties of the analog of the levels of ^{53}Cr up to 5.0 MeV excitation energy. A comparison is made with the previous (^{3}He, d), (p,γ), (p,p), and (d,p) results on the same target. Components of the ^{53}Cr parent states which consist of a neutron coupled to an excited state of the ^{52}Cr nucleus are also determined.

[NUCLEAR REACTIONS ^{52}Cr(^{3}He, d), $E=25$ MeV; measured $\sigma(E_d,\theta)$, ^{52}Cr(^{3}He, dp), $E=24$ MeV; measured $\sigma(E_d,E_p,\theta_p)$. ^{53}Mn deduced IAS, L, J, π, S, Γ_p, proton branching. ^{53}Cr, ^{53}Mn analog pairs deduced Coulomb displacement energies. DWBA analysis using Gamov functions as form factors. Natural targets.]

I. INTRODUCTION

The (^{3}He, d) reaction strongly excites isobaric analog states (IAS) with high angular momentum ($l=3$, 4, or 5) in medium weight nuclei,[1-6] whereas these levels are hardly observable in proton resonance scattering due to the high Coulomb plus centrifugal barrier in the system $p+C$ (C for target) and the large density of $\Gamma_<$ states with low angular momentum ($l=0,1$) in the excitation energy region where the IAS are expected.

Therefore, the method for studying the properties of IAS and, consequently the structure of the low-lying levels in the parent nucleus, is based on the selective excitation, for a given high ^{3}He energy, of IAS by the (^{3}He, d) process and on measurements of the subsequent proton decay ($\tilde{p}$) investigated in a suitable geometry (0° detection of deuteron groups) using the sequential (^{3}He, $d\tilde{p}$) reaction. As part of an overall study of the IAS in f-p shell nuclei[5-7] this experimental method has been applied here to the investigation of $T_>$ components of proton states located between 7 and 12 MeV excitation energy in ^{53}Mn. In addition, spectroscopic information could be obtained for the highly excited $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, $f_{5/2}$, and $g_{9/2}$ $\Gamma_<$ single-particle fragmentation through a distorted-wave Born-approximation (DWBA) analysis of the (^{3}He, d) reaction taking into account the unbound nature of these final states in ^{53}Mn.

The proton states of ^{53}Mn have been studied with the light ion stripping reactions (^{3}He, d)[8-10] and (α, t)[11] at various bombarding energies but the resulting spectroscopic information was always limited to levels in ^{53}Mn located below 6.0 MeV. The main part of these results can be found in the Nuclear Data Sheets.[12] Additionally, during the completion of the present work, a study of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn and of the ^{52}Cr(^{7}Li, ^{6}He)^{53}Mn reactions has been reported.[13] In that work the analogs of the ground ($p_{3/2}$), the first ($p_{1/2}$) and second ($f_{5/2}$) excited states of ^{53}Cr have been observed and a tentative location of the missing $\Gamma_<$ proton strengths for the $1f_{5/2}$ and $1g_{9/2}$ single-particle shell model orbitals has been proposed. However, the lack of resolution in that previous experiment associated with a DWBA analysis extrapolated to the unbound region (levels above the proton threshold at 6.56 MeV) is believed to give inconclusive arguments concerning the determination of the transferred angular momentum and the spectroscopic factor for the unbound states in ^{53}Mn. A preliminary

study of the decay properties of the $g_{9/2}$ IAS in ^{53}Mn has been also reported recently.[14]

II. EXPERIMENTAL PROCEDURE AND RESULTS

The ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn and ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}$)^{52}Cr reactions have been investigated with the Orsay MP tandem accelerator at, respectively, 25 and 24 MeV incident energy. The experimental setup and procedure for both the spectrograph and angular correlation data were the same as in our previous studies[6,7] of the analog states in ^{49}V, ^{51}V, and ^{59}Cu and they will be discussed briefly in this paper.

A. Spectrograph data

The target consisted of a natural metallic chromium (~84% of ^{52}Cr) evaporated on thin Formvar backing with a thickness of 100 μg/cm^2. Angular distributions were taken in the Orsay split-pole spectrograph using five solid state 1000 μm thick position sensitive detectors placed in the focal plane of the spectrometer. The overall energy resolution was 15–17 keV [full width at half maximum (FWHM)]. The data were taken in 5° steps from 5° to 40° lab angle. Two deuteron spectra (for two successive magnetic fields) covering the excitation energy range from 6.8 to 12.5 MeV in ^{53}Mn and recorded at a reaction angle of 15° are shown in Fig. 1. The numbering of the peaks corresponds to level energies given in Table I with an uncertainty of 5 keV except for the weakly excited states where it can reach 8 keV. In the same table are reported the results of Gunn, Fox, and KeKelis (GFK).[13] Fifty-two states are identified in ^{53}Mn; most of them were previously unknown. In this region of excitation energy, the analog nature of the strong and sharp levels observed in the spectra of Fig. 1 could be already assumed.

Absolute cross sections were obtained by assuming that at 25 MeV the ^{3}He elastic scattering by ^{52}Cr at 10° and 12° lab angles is purely Rutherford. This assumption has been confirmed by optical model calculations using quite different sets of parameters to describe the entrance channel (see Sec. III). The measured cross sections are therefore estimated to be accurate to ±12% independent of statistics. A monitor counter placed at 37° lab angle was used throughout the experiment to make angle to angle normalization corrections. Dead times were monitored and were generally less than 3% except in the run at 5° where it can reach 12%.

B. Angular correlation data

The target used in the coincident experiment was of the same nature as the one mentioned above. The deuterons were detected near 0° with a triplet of magnetic quadrupole lenses.[15] The entrance aperture of the 0° spectrometer subtends a solid angle of 18 msr at the maximum of the transmission curve. The direct beam was stopped in a Faraday cup located at the center of the entrance aperture and subtending an angle of 1°. Reactions products were focused onto a 300 mm^2, 2000 μm thick Si(Li) detector cooled a −10 °C. Two different settings of the magnetic field in the 0° spectrometer were necessary in order to ob-

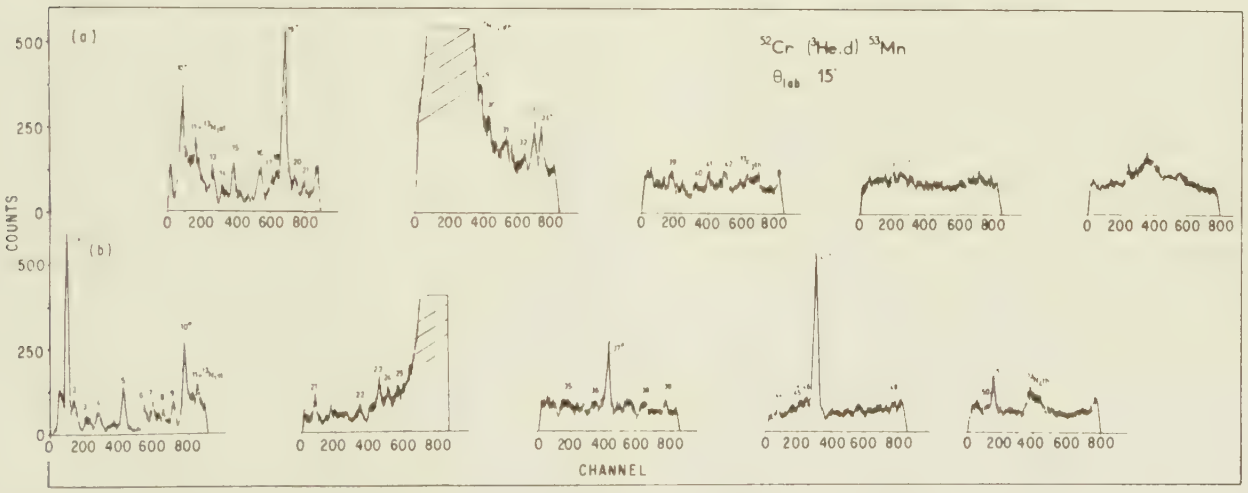


FIG. 1. Deuteron energy spectra from the ^{52}Cr(^{3}He, d) reaction at 15° lab. The spectra (a) and (b) refer to successive exposures of the five detectors at two different magnetic fields in the split-pole spectrograph. The numbers on the top of the peaks refer to ^{53}Mn levels and are listed in Table I. The asterisk (*) symbol indicates the levels of ^{53}Mn proposed as IAS of ^{53}Cr states.

TABLE I. Spectroscopic information for unbound levels in ^{53}Mn populated through the proton stripping reaction.

No.	Present work E_x	l [c]	J^π	(^{3}He, d) [a] E_x	l	J^π	C^2S_{GF} [b] Present work	C^2S [a]
1	6.997 [d]	1	$(\frac{3}{2})^-$	6.97	1	$\frac{3}{2}^-$	0.15	0.20
2	7.028	4	$(\frac{9}{2})^+$				0.03	
3	7.094	3	$(\frac{5}{2})^-$	7.10	(4)	$(\frac{9}{2})^+$	0.02	0.10
4	7.150	2	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
5	7.277	3	$(\frac{5}{2})^-$	7.25	4	$\frac{9}{2}^+$	0.06	0.07
6	7.385	3	$(\frac{5}{2})^-$	7.36	3	$(\frac{5}{2})^-$	0.03	0.11
7	7.420	1	$\frac{1}{2}^-$				0.05	
			$\frac{3}{2}^-$				0.03	
8	7.473			7.45				
9	7.507	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.03	
10	7.548 [d]	1	$(\frac{1}{2})^-$	7.45	1	$\frac{1}{2}^-$	0.13	0.18
11	7.628	(1)						
12	7.667							
13	7.710	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.03	
14	7.758			7.78	3	$(\frac{5}{2})^-$		0.03
15	7.810	(1)						
16	7.935	3	$(\frac{5}{2})^-$	7.91	4	$(\frac{9}{2})^+$	0.04	0.03
17	8.000	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.02	
18	8.027	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.02	
19	8.050 [d]	3	$(\frac{5}{2})^-$	8.03	3	$\frac{5}{2}^-$	0.13	0.11
20	8.129							
21	8.188	1	$\frac{1}{2}^-$				0.03	
			$\frac{3}{2}^-$				0.02	
22	8.421	1	$\frac{1}{2}^-$				0.04	
			$\frac{3}{2}^-$				0.02	
23	8.516 [d]	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.03	
24	8.562							
25	8.608							
26	8.660							
27	8.722							
28	8.883	2(3)	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
29	8.982	2(3)	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
30	9.022							
31	9.106	2	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
32	9.194	4	$(\frac{9}{2})^+$				0.01	
33	9.248	2	$(\frac{5}{2})^+$				0.02	
34	9.282 [d]	1	$(\frac{3}{2})^-$				0.07	

TABLE I. *(continued)*

No.	Present work E_x	l [c]	J^π	(^{3}He, d) [a] E_x	l	J^π	C^2S_{GF} [b] Present work	C^2S [a]
35	9.425	1	$\frac{1}{2}^-$				0.06	
			$\frac{3}{2}^-$				0.03	
36	9.585	(1)						
37	9.656 [d]	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.07	
38	9.837	4	$(\frac{9}{2})^+$				0.03	
39	9.938 [d]	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.02	
40	10.050							
41	10.108	2(3)	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
42	10.190	2(3)	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
43	10.320	2(3)	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
44	10.475	(2)						
45	10.575 [d]	1	$(\frac{1}{2})^-$				0.11	
46	10.604	4	$(\frac{9}{2})^+$				0.01	
47	10.662 [d]	4	$(\frac{9}{2})^+$				0.12	
48	11.033 [d]	2(3)	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
49	11.082 [d]	2(3)	$(\frac{5}{2})^+$				0.01	
50	11.600							
51	11.654 [d]	3	$(\frac{5}{2})^-$				0.03	
52	12.130							

[a] Reference 13.

[b] C^2S_{GF}: spectroscopic strengths are deduced from the comparison of the experimental cross sections with the DWBA calculations using Gamov functions as form factors.

[c] l values obtained in this analysis of the stripping angular distributions. When more than one l value gives an equal fit to the data, the number without parentheses is preferred on the basis of the sum-rule limit for the $f_{5/2}$ $T_<$ proton strength and/or on the grounds of further identification with the IAS of ^{53}Cr levels.

[d] Levels proposed here as IAS in ^{53}Mn.

serve the whole range of excitation energy (6.5 to 12.5 MeV) due to the finite bandpass of the detection system. The direct deuteron spectra are shown in Fig. 2. The overall energy resolution obtained in these spectra was about 45 keV (FWHM). Due to the presence of ^{12}C and ^{16}O nuclei in the target backing, strong peaks from the ^{12}C(^{3}He,d)^{13}N and ^{16}O(^{3}He, d)^{17}F reactions and high background are observed in the spectra of Fig. 2. However, the expected IAS in ^{53}Mn are strongly present and the high cross sections for the population of these levels allow the investigation of their proton decays.

The coincident protons were detected in three 1500 μm thick Si(Li) detectors cooled at −20 °C and placed on a turnable plate in a scattering chamber. The solid angle of the proton detectors was about 30 msr. Counting rates were typically 5×10^3 counts/S in the 0° detector and about 2×10^4 counts/S in the proton counters for a beam intensity of 0.3 μA. Coincidence events were measured for proton lab angles ranging from 92° to 167° by typically 10° steps. Each coincident event E_d, $E_{\tilde{p}}$, $T_{d-\tilde{p}}$ (where E and T denote energy and time) was recorded on a magnetic tape and processed off line on an IBM 360-75 computer. Absolute normalization of the angular correlation data was obtained by accumulating simultaneously to the coincidence experiment a direct deuteron spectrum. After a time of flight correction for both deuterons and protons, a 3.5 ns time resolution (FWHM) was achieved. Two dimensional matrices ($E_d - E_{\tilde{p}}$) were built up and random events subtracted. A typical two parameters spectrum is displayed in Fig. 3. We clearly observe kinematic lines associated with the following processes: ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}_0$)^{52}Cr$_0$, labeled $\tilde{p}_0$; ^{16}O(^{3}He, $d\tilde{p}_0$)^{16}O (g.s.), ^{12}C(^{3}He, $d\tilde{p}_0$)^{12}C (g.s.), ^{52}C(^{3}He,

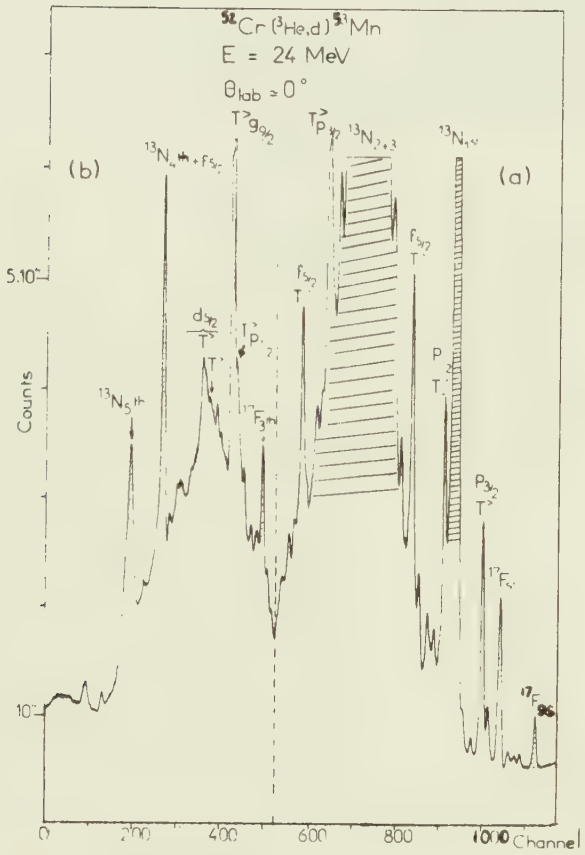


FIG. 2. Deuteron energy spectra from the ^{52}Cr(^{3}He, d) reaction taken with the 0° spectrometer. In part (b) of this spectra, the maximum solid angle is obtained for the $g_{9/2}$ IAS whereas part (a) shows the lower excitation energy region in ^{53}Mn centered around 9.11 MeV.

$d\tilde{p}_1$)^{52}Cr$_{2^+}$, labeled $\tilde{p}_1$; and ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}_2$)^{52}Cr$_{4^+}$, labeled $\tilde{p}_2$. The lines $\tilde{p}_0, \tilde{p}_1, \tilde{p}_2$ were projected along the deuteron axis in order to produce ^{53}Mn levels decaying to the ground, first 2^+, and second 4^+ excited states of the target. The resulting spectra are shown in Fig. 4. The levels at 7.55 and 8.03 MeV in ^{53}Mn show clearly very weak proton branching to the ground state of ^{52}Cr when we compare the resulting yield in the direct spectra of Fig. 2 and the coincidence one in Fig. 4. We observe here a situation which is comparable to the one already mentioned for the weakly unbound IAS in ^{59}Cu.[7] This effect results from a strong competition between the proton and the γ-decay channel due to the high Coulomb plus centrifugal barrier in the ^{52}Cr + p system. From the measurements of the proton branching ratios combined with the results of the DWBA analysis quantiative information on the γ widths and resonance strengths could, in principle, be deduced from the analysis and will be discussed in Sec. V.

III. DISTORTED WAVES ANALYSIS OF THE ^{52}Cr(He,d)^{53}Mn REACTION

A. General analysis

Angular distributions of transitions to 38 unbound levels in ^{53}Mn have been extracted from the experimental data. In order to make a DWBA analysis for these unbound states the proton form factor was calculated using complex energy eigenstates or Gamov functions $\tilde{g}_{lj}(r)$ following the method developed by Coker[16,17] and which lead to single-particle cross sections in a completely analogous way to the one derived for bound states. This method has been presented in more detail in Ref. 6. The program GAMOV was used to compute the proton form factor. For a given lj transition the well depth of the proton optical potential was searched in order to obtain the complex energy $\tilde{E} = E_R - i\Gamma^{lJ}_{s.p.}/2$ of the resonant state (E_R is the energy of the resonance in the center of mass system and $\Gamma^{lJ}_{s.p.}$ is the single-particle width). It should be noticed here that the value of the single-particle width $\Gamma^{lJ}_{s.p.}$ is also directly obtained in the calculations. The geometrical parameters used in the program GAMOV to describe the transferred proton were: $r = r_{so} = 1.25$ fm, $a = a_{so} = 0.65$ fm, and $V_{so} = 6.25$ MeV. The single-particle widths (for different assumed values of lj and for different energies) are found to be in a good agreement with those evaluated using the method of Thompson, Adams, and Robson.[18] Zero-range DWBA calculations with Gamov functions as form factors were performed using computer code VENUS.[19] In a first step two different sets of optical model potentials were used to describe the ^{3}He + ^{52}Cr entrance channel and the d + ^{53}Mn exit one. Table II shows the well depths and the geometrical parameters used in the DWBA analysis for each set of optical model parameters. Set I was employed by Armstrong and Blair[8] to analyze the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reaction performed at 22 MeV and was also selected by GFK[13] for the analysis of the same reaction studied at 24 MeV. Set II has been deduced from elastic scattering data of the ^{3}He nucleus on various $N = 28$ targets at 29 MeV and was almost identical to the ones used previously in our analysis of the (^{3}He, d) reaction on ^{48}Ti, ^{50}Ti, and ^{58}Ni targets. The deuteron optical potential comes from the analysis of both cross sections and polarization data at 12 MeV on a wide range of f-p shell nuclei.[22]

Calculations with Sets I and II were performed for the presumed $p_{3/2}$ and $p_{1/2}$ IAS at, respectively, 6.98 and 7.55 MeV in ^{53}Mn and the results are displayed in Fig. 5. The two calculated curves were fitted to the experimental data in the region between the first and second maximum of the angular distribution. As can be seen, Set II seems to de-

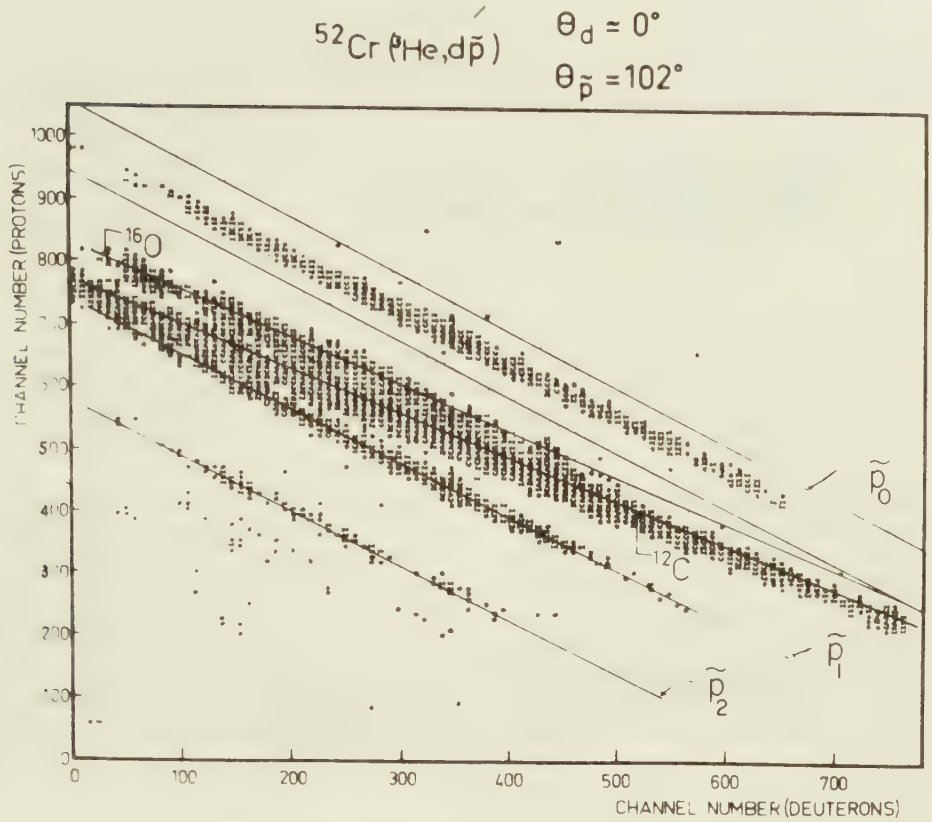


FIG. 3. Deuteron-proton coincidence spectrum in the ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}$) reaction. The solid lines labeled $\tilde{p}_0$, $\tilde{p}_1$, $\tilde{p}_2$, ^{16}O ^{12}C refer to kinematic lines for the following processes: $\tilde{p}_0$: ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}_0$)^{52}Cr(g.s.); ^{12}C: ^{12}C(^{3}He, $d\tilde{p}_0$)^{12}C(g.s.); $\tilde{p}_1$: ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}_1$)^{52}Cr*(2$^+$); ^{16}O: ^{16}O(^{3}He, $d\tilde{p}_0$)^{16}O(g.s.); $\tilde{p}_2$: ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}_2$)^{52}Cr*(4$^+$).

scribe quite well the shape of the experimental angular distribution whereas Set I gives a poor fit to the data in the region between the maxima. This result disagrees with the conclusions of GFK[13] whereas the choice of Set I by these authors on the basis of the presented data (see Fig. 5 of Ref. 13) does not seem to be a sufficient justification for that set of optical model parameters. Therefore on the grounds of the better fit to the experimental data obtained here for the $p_{3/2}$ and $p_{1/2}$ IAS in ^{53}Mn and in order to make a meaningful comparison between spectroscopic factors deduced for the IAS in the other f-p shell nuclei,[6,7] Set II was adopted in this analysis of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reaction.

B. Spectroscopic factors and angular distributions

The spectroscopic factors C^2S were extracted by comparing DWBA predictions with the measured cross sections values:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}} = C^2S\,\sigma^{lJ}_{\text{DW}}.$$

The traditional normalization constant $N = 4.42$ [23] was used in the calculations. For $l = 1$ transitions, σ^{lJ}_{DW} were evaluated for both $2p_{1/2}$ and $2p_{3/2}$ proton waves. For $l = 2$, 3, and 4 transitions, the single-particle cross sections were computed using $2d_{5/2}$, $1f_{5/2}$, and $1g_{9/2}$ quantum numbers on the grounds of the known exhausted $f_{7/2}$ single-particle strength in ^{53}Mn [8-10] and the available shell model proton orbitals above the $Z = 20$ shell closure. Table I shows the deduced spectroscopic factors l and $(J)^\pi$ values together with the excitation energies of the observed states. For levels up to 8.0 MeV in ^{53}Mn a bound state calculation was carried out using a binding energy of 0.01 MeV for the proton. A very good agreement is obtained between both shapes and spectroscopic factors deduced from the bound and unbound calculations for the 6.98 MeV level. However, significant differences appear in the magnitude of the DWBA cross sections for the 7.55 and 8.05 MeV levels between the two methods. The comparison of the C^2S values is presented in Table III together with the results of GFK.[13] As expected, the DWBA cross sections evaluated with Gamov functions as form factors lead to a significant reduction of the spectroscopic strength of the observed levels. This method, taking into account the tail of the proton wave function in the region of interaction, is believed to give more realistic DWBA cross sections than those

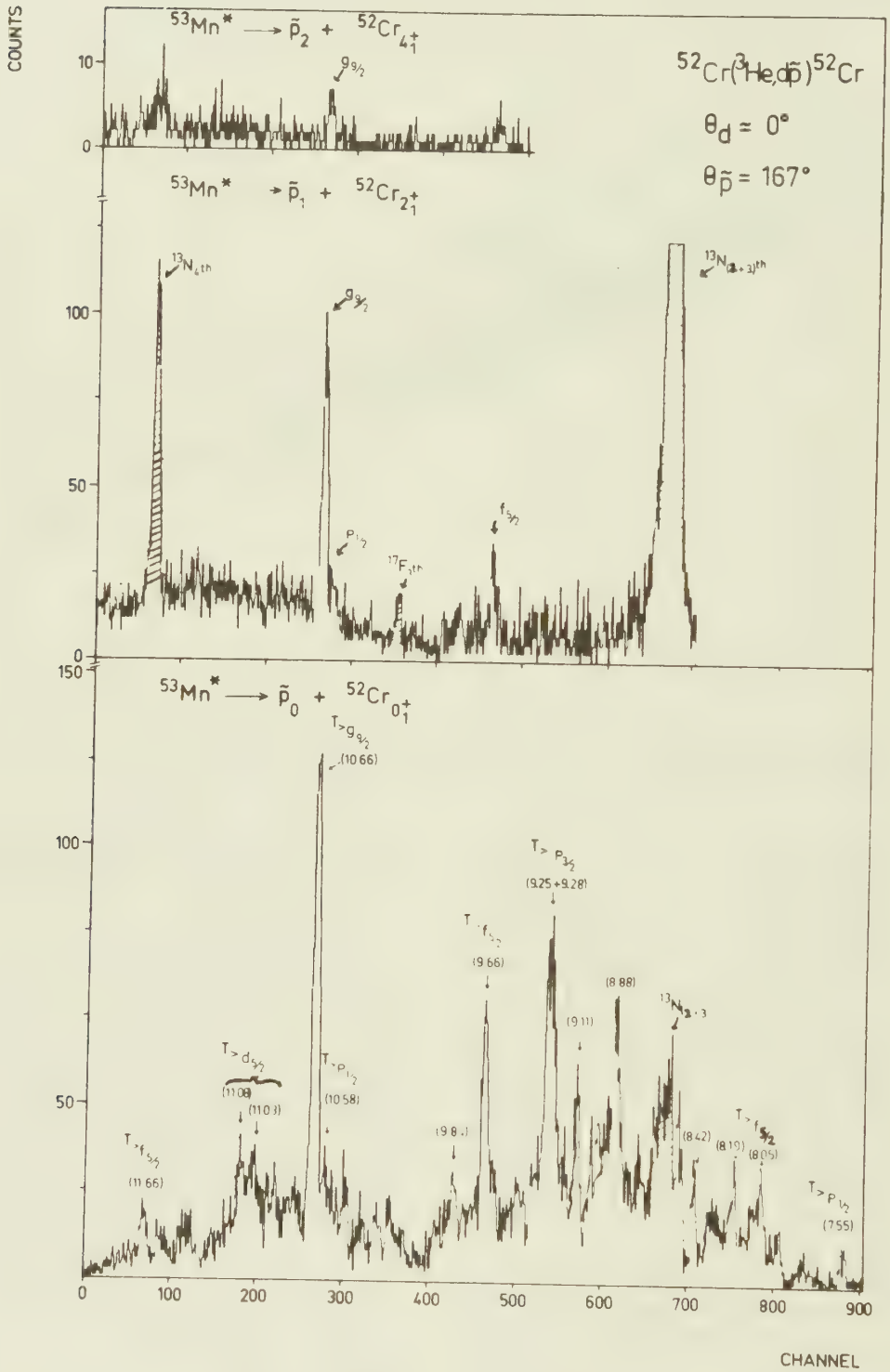


FIG. 4. Projection of kinematic lines $(\tilde{p}_0)$, $(\tilde{p}_1)$, $(\tilde{p}_2)$ on the deuteron axis. The lower part of the figure shows the deuterons in coincidence with secondary protons exciting the ^{52}Cr ground state. The upper part shows ^{53}Mn levels feeding the 2_1^+ and 4_1^+ states of ^{52}Cr.

TABLE II. Optical model potentials. The potentials for ^{3}He and d were of the form:

$$V(r) = V_C - Vf(x_0) + (\hbar/m_\pi c)^2 V_{so}(\sigma \cdot l)\frac{1}{r} d/dr f(x_{so}) - i[Wf(x_0') - 4W_D d/dx_0' f(x_0')]$$

where $f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1}$, $x_i = (r - r_i A^{1/3})$, and $r_c = r_{0c} A^{1/3}$. V_C is the Coulomb potential; V, W, W_D, and V_{so} are in MeV and the geometrical parameters in fm.

	Particle	V	r_0	a_0	W	W_D	r_0'	a_0'	V_{so}	r_{so}	a_{so}	r_{0C}
Set I	^{3}He [a]	98.8	1.07	0.814	13.5	•••	1.70	0.726	•••	•••	•••	1.07
	d [b]	98.7	1.15	0.81	•••	19.4	1.34	0.68	•••	•••	•••	1.15
Set II	^{3}He [a]	176.0	1.15	0.65	19.7	•••	1.50	0.98	•••	•••	•••	1.4
	d [b]	104.0	1.06	0.77	•••	11.8	1.46	0.75	4.4	0.7	0.65	1.3

[a] ^{3}He optical potentials are from Ref. 21 for Set II and Ref. 8 for Set I.
[b] Deuteron optical potentials are from Ref. 22 for Set II and Ref. 20 for Set I.

deduced by extrapolation to the unbound region of the usual single-particle cross section.

The C^2S values obtained here are also compared (see Table I) with the values obtained by GFK[13] for levels in ^{53}Mn up to 8 MeV. A large number of discrepancies can be observed between the spectroscopic factors and the l values obtained in these two experiments studied at almost the same incident energy and which could not be explained either by the different optical model potentials or by the method of calculation of the form factor. Therefore the observed difference in the C^2S numbers for levels for which similar l transfer has been assigned could only be explained by the measurements of the differential cross sections. Our measurements give a value of $(d\sigma/d\Omega)$ $(\theta = 10°) = 4.4$ mb/sr for the 6.97 MeV level whereas GFK obtained more than 10 mb/sr. The same discrepancy appears for the 7.36 MeV state (0.45 mb/sr instead of 2 mb/sr at 10°) and is inverted for the 7.55 MeV state (2.2 mb/sr instead of less than 1 mb/sr). The only explanation to these effects can be found in the difficulty of obtaining a correct normalization of the cross sections measured by GFK[13] due mainly to the variation of the solid angle with the magnetic rigidities of the deuterons in their quadrupole spectrometer.

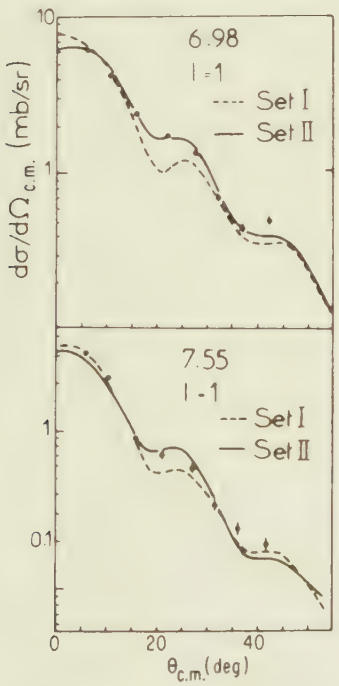


FIG. 5. Angular distributions of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reaction for the 6.98 and 7.55 MeV levels in ^{53}Mn. Solid curves are DWBA predictions (for unbound states) using two different sets of optical model parameters (see text, Sec. III A).

Figures 6 and 7 show the angular distributions with DWBA predictions from this study of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reaction. The observed angular momentum transfer $l = 1, 3, 4$ is in agreement with the shell model predictions for the 20 to 50 proton shell. The $l = 1$ angular distributions are generally well reproduced by the calculations. Some $l = 1$ strength is still observed at high energy excitation in ^{53}Mn and the difference between $p_{3/2}$ and $p_{1/2}$ proton transfer could be obtained by the measured angular correlation (see Sec. IV). The $l = 3$ shapes can be in almost all cases distinguished from the $l = 4$ ones whereas for levels at high excitation energies and/or for experimental angular distributions with large error bars it becomes difficult to choose between an $l = 3$ or an $l = 2$ angular momentum transfer. For the $T_<$ states in ^{53}Mn almost 50 to 70% of the $f_{5/2}$ strength has already been observed[8-10] between 0 and 6 MeV. The missing strength is believed to be identified in this work in particular in the 7.09, 7.28, 7.39, 7.51, 7.71, 7.94, and 8.00 MeV states. On that basis the ambiguous $l = 2$ or 3 angular distributions observed for levels located above 8 MeV are tentatively in-

TABLE III. Comparison of the spectroscopic factors calculated using bound states or Gamov functions as form factors for levels seen in the ^{52}Cr(^{3}He,d)^{53}Mn reaction.

lJ	E_x	C^2S_{bs} [a]	C^2S_{GF} [b]	C^2S [c]
$p_{3/2}$	6.97	0.15	0.15	0.20
$p_{1/2}$	7.55	0.18	0.13	0.18
$f_{5/2}$	8.05	0.19	0.13	0.11

[a] The proton was kept bound by 0.01 MeV in this case
[b] Spectroscopic factors deduced from the DWBA analysis using Gamov states as form factors.
[c] Reference 13.

terpreted here as components of the $2d_{5/2}$ single-particle strengths.

Four levels at, respectively, 7.03, 9.19, 9.84, and 10.60 MeV are identified here as $l=4$ transfer. These states, however, carry a small amount of the $1g_{9/2}$ $T_<$ strength and the main components of that single-particle orbital should be located around 6.5 MeV as proposed by GFK.[13] For the IAS in ^{53}Mn, 12 levels on the grounds of their strong population by the (^{3}He,d) process, excitation energy, angular momentum transfer, and spectroscopic strength (see Table I) are believed to be good candidates for the analogs of the main neutron single-particle states in the ^{53}Cr parent nucleus. Spin assignments, definite identification of these levels with the IAS of ^{53}Cr states, and comparison with the previous (p,γ), (p,p), and (d,p) results will be discussed in detail after the analysis of the angular correlation data.

IV. ANALYSIS OF THE ANGULAR CORRELATION DATA

The method and the formalism of the particle-particle angular correlation used in this analysis of the ^{52}Cr(^{3}He,$d\bar{p}$)^{52}Cr reaction are the same as the one used in our previous studies[6,7] of the proton decay of unbound states. Only the main formulations and results of that method will be presented here.

A. General

The angular correlation of the emitted proton measured in coincidence in the (^{3}He,$d\bar{p}$) reaction using method II of Litherland and Ferguson[24] can be deduced from the expression

$$N_i(\theta)=N_d(0°)(\Omega_p/4\pi)[\bar{\Gamma}(p_i)/\Gamma]W(\theta), \qquad (1)$$

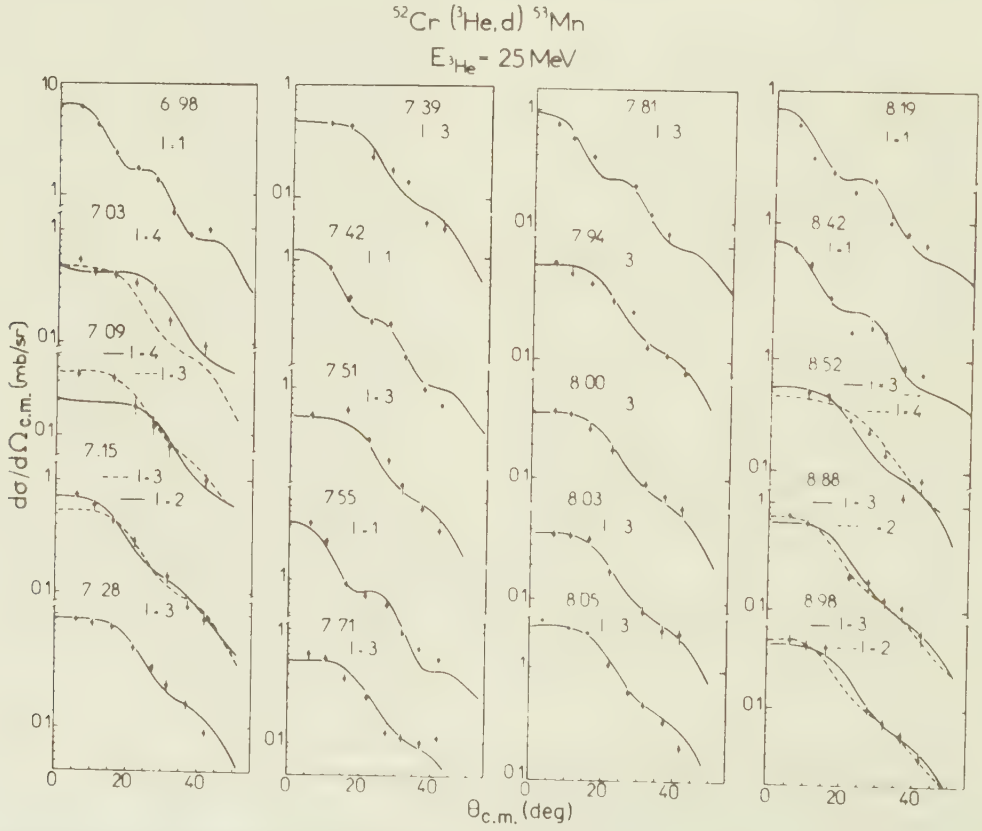


FIG. 6. Angular distributions of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reactions for all the levels observed in this work. Vertical bars are statistical errors. Curves are DWBA predictions (for unbound states) for the indicated l values.

with N_i the number of coincident protons emitted at an angle θ, $N_d(0°)$ the number of single deuterons detected near 0°, Ω_p the solid angle of the proton detector, and $\bar{\Gamma}(p_i)$, Γ being, respectively, the proton partial width via channel i and the total width of the IAS. In geometry II of Litherland and Ferguson,[24] the theoretical form of $W(\theta)$ expressed in the "£ representation"[24] for the $A(^3\mathrm{He},d)B(\tilde{p})C$ process is[6]

$$W(\theta)=\frac{2J_B+1}{(2K+1)^{1/2}}\frac{1}{\Gamma}\sum_{\substack{lj,l'j'\\ M_B,K}}(-1)^{2J_B-J_C-M_B-1/2}\langle J_B J_B M_B - M_B|K0\rangle P(M_B)$$
$$\times(\pm\Gamma_{lj}^{1/2})(\pm\Gamma_{l'j'}^{1/2})\times\cos(\gamma_{lj}-\gamma_{l'j'})\bar{Z}(ljl'j';1/2K)W(jJ_Bj'J_B;J_CK)Q_KP_K(\cos\theta). \quad (2)$$

The sum goes over K with $K_{max}\leq\min[2J_B,\max(2l),\max(2j)]$ and $|J_B-J_C|\leq j\leq|J_B+J_C|$. Here J_B, M_B are the spin and magnetic substates of the initial state; J_C is the spin of the final state. For the decay to the 0^+ ground state only one partial wave lj is present so that the normalization coefficient of the angular correlation is equal to the proton ground state branching ratio $\bar{\Gamma}(p_0)/\Gamma$. The deexcitation to final states with $J_C\neq 0$ involves competing proton partial waves lj, $l'j'$ with $\sum_{lj}\Gamma_{lj}=\Gamma_{p'}$. For the case of the $(^3\mathrm{He},d)$ reaction on a spin zero target only the $|M_B|=\frac{1}{2}$ and $\frac{3}{2}$ magnetic substates can be populated. $P(M_B)$ are defined as the population parameters and obey the normalization condition $\sum_{M_B}P(M_B)=1$. The ratio $P_{3/2}=P(M_B=\frac{3}{2})/[P(M_B=\frac{1}{2})+P(M_B=\frac{3}{2})]$ was treated as a free parameter to be determined in the analysis of the experiment. The computer code GRILLE3[6] was used to determine the values of the population parameters, spins, and proton partial widths which give the minimum χ^2 fit to the data using Eq. (2).

In addition, the population parameters $P(M_B)$ were evaluated in the framework of the DWBA theory of direct reaction. The expression given in Ref. 6, Eq. (8):

$$P(M_B)=\langle M_B|\rho|M_B\rangle=(2J_B+1)|A_{lsJ_B}|^2\sum_{m_bm_a}\beta_{sJ_B}^{lm_am_b}|^2,$$

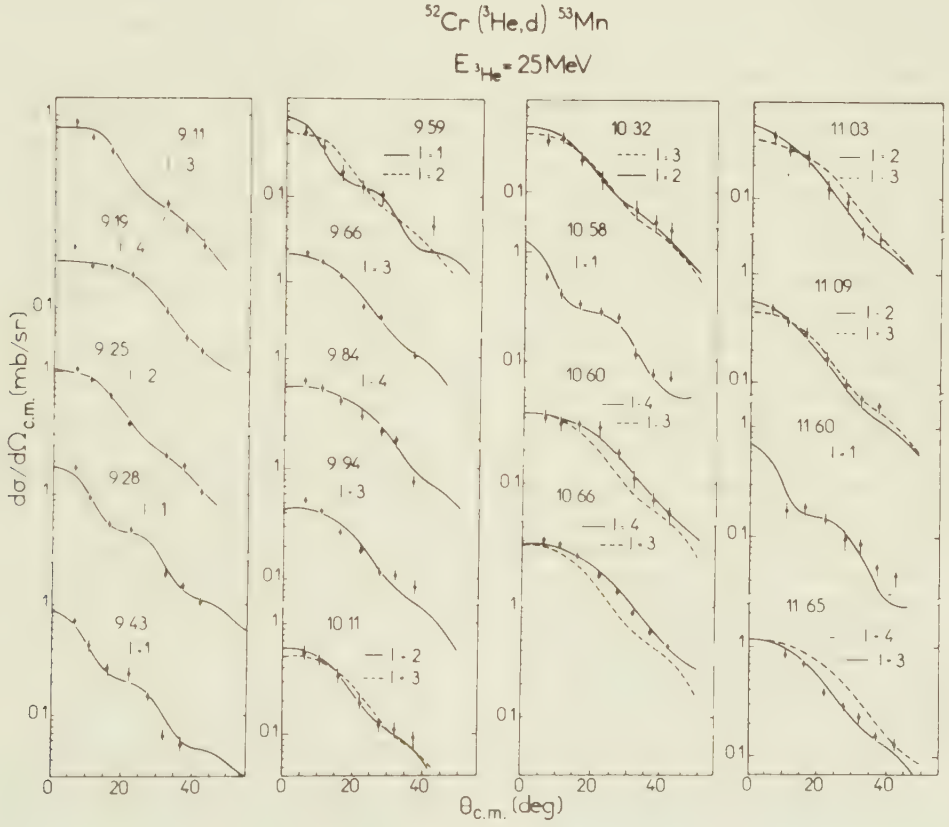


FIG. 7. Angular distributions of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reactions for all the levels observed in this work. Vertical bars are statistical errors. Curves are DWBA predictions (for unbound states) for the indicated l values.

where A_{lsj} and $\beta_{sJ_B}^{lmm_am_b}$ are the usual spectroscopic coefficients and the reduced amplitudes[25] were used to evaluate the ratio $P_{3/2}$ of the population parameters. The results were listed as intermediate outputs using the program VENUS with the optical potentials of Table II. For all levels the resulting values of $P_{3/2}$ were found to be very small (between 10^{-5} to 10^{-3}). Therefore, the $M_B = \frac{3}{2}$ magnetic substate can be only populated through the finite solid angle of the 0° spectrometer.

B. Population parameters, spin assignments, and proton branching ratios

From this study of the ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}$) reaction, 15 angular correlations are obtained for levels in ^{53}Mn decaying to the ground state, 5 angular distributions for states decaying to the 2^+, and 1 level at $E_x = 10.66$ MeV shows a weak branching to the second excited 4^+ state of ^{52}Cr. A comparison has been made between experimental values of $P_{3/2}$ (which lead for a given spin assumption to χ^2 values lower than the 0.1% confidence limit) and the quantity $P_\Omega(l) = l(l+1)\xi^2/2$, which measures in first order (for a given l transfer and a cone of detection of half angle $\xi = 6°$ for the 0° spectrometer) the population of the $M_B = \frac{3}{2}$ magnetic substates due to finite solid angle effect.[24] The quantities $P_{3/2}$ and $P_\Omega(l)$ are listed in Table IV together with the adopted spin values and the measured proton branching ratios.

The J^π assignments listed in Table IV for the levels observed in this work were made using the following arguments: (a) angular momentum transfer known from the (^{3}He, d) study; (b) spins determined from the independent model analysis of the (^{3}He, $d\tilde{p}$) angular correlation data.

If the two measurements led to a nonunique spin and parity, the adopted value was the one which gives the better agreement between the expected value of the population parameter $P_\Omega(l)$ and the experimental $P_{3/2}$ deduced from this analysis. For levels for which two values of the angular momentum transfer give approximately equal fits to the data the parity could not be determined from the ground state decay alone and therefore only the spin was established. The doublet of states at 9.248 and 9.282 MeV was not resolved in the ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}$)^{52}Cr reaction. However, the angular correlation obtained for both of them could not be fitted by the $J = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2}$ values or by $J = \frac{3}{2}, J = \frac{3}{2}$ assumptions. The $J = \frac{5}{2}, J = \frac{5}{2}$ or the $J = \frac{3}{2}, J = \frac{5}{2}$ combinations give reasonable agreement between the experimental angular correlation and the theoretical predictions. Therefore, on the grounds of the known angular momentum transfer for each member, the $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ and $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ values have been adopted for the 9.248 and 9.282 MeV levels, respectively.

The experimental angular distributions and the theoretical curves for protons decaying to the ground state of ^{52}Cr are shown in Fig. 8 for all the levels analyzed here. Typical examples of least-squares analysis (χ^2 plots versus population parameter $P_{3/2}$ for different spin assumptions) are presented in Fig. 9.

The experimental distributions of protons decaying to the first 2^+ state of ^{52}Cr were analyzed using Eq. (2). The population parameter $P_{3/2}$ was held fixed to the value determined by the analysis of the ground state decay. Inelastic proton branching ratios $\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma$ were obtained for six levels in ^{53}Mn. A detailed analysis of the inelastic decay for levels indentified as IAS of ^{53}Cr states was carried out in order to obtain the amplitude of neutrons coupling to target excited states in the parent level wave function and will be discussed in the next section. The results obtained in this analysis of the particle-particle angular correlation lead to the following conclusions.

(a) The analysis of the angular correlation data limits the spins of the decaying state to 2 or 3 values. A stronger limitation could be obtained if one considered the experimental value of the population parameter $P_{3/2}$ for the $J = l - \frac{1}{2}$ and $J = l + \frac{1}{2}$ assumptions and compared them to the expected ones from simple finite solid angle considerations. In a number of cases presented here (see Table IV and in particular the results for $J = \frac{1}{2}$ or $\frac{3}{2}$ or $J = \frac{5}{2}$ and $\frac{7}{2}$) this experimental method, in regard to the spin and the parity of the decaying state, led to results more similar than those obtained in neutron stripping experiments using a polarized beam.[26,27]

(b) Very accurate proton branching ratios are obtained for the decay to the ground, the first, or the second excited states of the target. In particular, experimental evidence is obtained concerning the competition between the proton and the γ-decay channel for the 7.55 and 8.05 MeV levels in ^{53}Mn.

V. DISCUSSION AND INTERPRETATION OF THE RESULTS

The combined spectroscopic information from the distorted waves and angular correlation analysis is now presented. Twelve levels in ^{53}Mn are identified with the IAS of low-lying states of ^{53}Cr on the basis of their excitation energy, spin and parity, and single-particle strength $S^> = (2T_0 + 1)C^2S$ (here T_0 is the isospin of the target) as compared with S_{dp} numbers. The proton ground state partial width Γ_p^{lJ} of the proposed IAS can be deduced from the $S^>$ values using the relation:

TABLE IV. Summary of the results of the ^{52}Cr(^{3}He,$d\tilde{p}$)^{52}Cr reaction.

E_x (MeV)	l [a]	J [b]	$P_{3/2}$ (%)	$P_{\Omega}(l)$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma$ (%)	$\tilde{\Gamma}(p_2)/\Gamma$ (%)	J^{π} [c]
6.977	1	$\frac{3}{2}$			<1			$(\frac{3}{2})^-$
7.548	1	$\frac{1}{2}$			21 ± 2			$\frac{1}{2}^-$
		$\frac{3}{2}$	50 ± 3	1				
8.050	3	$\frac{5}{2}$	14 ± 5	6	18 ± 2			$\frac{5}{2}^-$
		$\frac{7}{2}$	30 ± 6	6				
8.188	1	$\frac{3}{2}$	16 ± 4	1				
8.421	1	$\frac{3}{2}$	1 ± 10	1				
	2	$\frac{5}{2}$	14 ± 4	3				
8.883	(3)	$\frac{5}{2}$	14 ± 4	6				$\frac{5}{2}^{(+)}$
		$\frac{7}{2}$	28 ± 4	6				
9.106	2	$\frac{5}{2}$	17 ± 6	3	92 ± 5			$\frac{5}{2}^+$
9.248	2							$\frac{5}{2}^+$
9.282	1				96 ± 3	<5		$\frac{3}{2}^-$
9.656	3	$\frac{5}{2}$	16 ± 5	6	80 ± 4	20 ± 3		$\frac{5}{2}^-$
		$\frac{7}{2}$	28 ± 4	6				
9.837	4	$\frac{7}{2}$	2 ± 6	10	73 ± 6	26 ± 7		$(\frac{9}{2})^+$
		$\frac{9}{2}$	9 ± 5	10				
10.575	1	$\frac{1}{2}$	38 ± 3	1	77 ± 6	25 ± 5		$\frac{1}{2}^-$
		$\frac{3}{2}$						
10.662	4	$\frac{7}{2}$	8 ± 3	10	55 ± 4	40 ± 4	7 ± 2	$\frac{9}{2}^+$
		$\frac{9}{2}$	16 ± 4	10				
11.033	2	$\frac{5}{2}$	13 ± 3	3	76 ± 6	24 ± 5		$\frac{5}{2}^{(+)}$
	(3)	$\frac{5}{2}$	13 ± 3	6				
		$\frac{7}{2}$	35 ± 5	6				
11.088	2	$\frac{5}{2}$	10 ± 4	3	67 ± 7	33 ± 6		$\frac{5}{2}^{(+)}$
	3	$\frac{5}{2}$	10 ± 4	3				
		$\frac{7}{2}$	35 ± 5	6				
11.654	3	$\frac{5}{2}$	17 ± 5	6				$\frac{5}{2}^-$
		$\frac{7}{2}$	43 ± 5	6				

[a] l values are from the analysis of the ^{52}Cr(^{3}He,d)^{53}Mn reaction (see Table I).

[b] Spin assumptions in agreement with the l determination and which give χ^2 values lower than the 0.1% limit (see Fig. 9).

[c] Adopted spin values (see text, Sec. IV B).

$$S^{>} = \Gamma_p^{lJ}/\Gamma_{s.p.}^{lJ}, \qquad (3)$$

where $\Gamma_{s.p.}^{lJ}$ is the single-particle width for a given lJ transition evaluated using the program GAMOV. Then the measured proton branching ratio can be used to obtain quantitative information on the γ widths and resonance strengths for the weakly unbound IAS [$\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma \ll 1$ and $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$] or on the absolute values of the inelastic proton partial widths through the measured $\tilde{\Gamma}(p_i)/\tilde{\Gamma}(p_0)$ ratios and the deduced Γ_p elastic width from Eq. (3). This procedure is believed to be correct if the ground state partial width $\tilde{\Gamma}(p_0)$ determined in an (^{3}He, $d\tilde{p}$) experiment can be identified with the "escape width" Γ_p. However when the neutron channels are closed, the relation between these two quantities can be written[28]

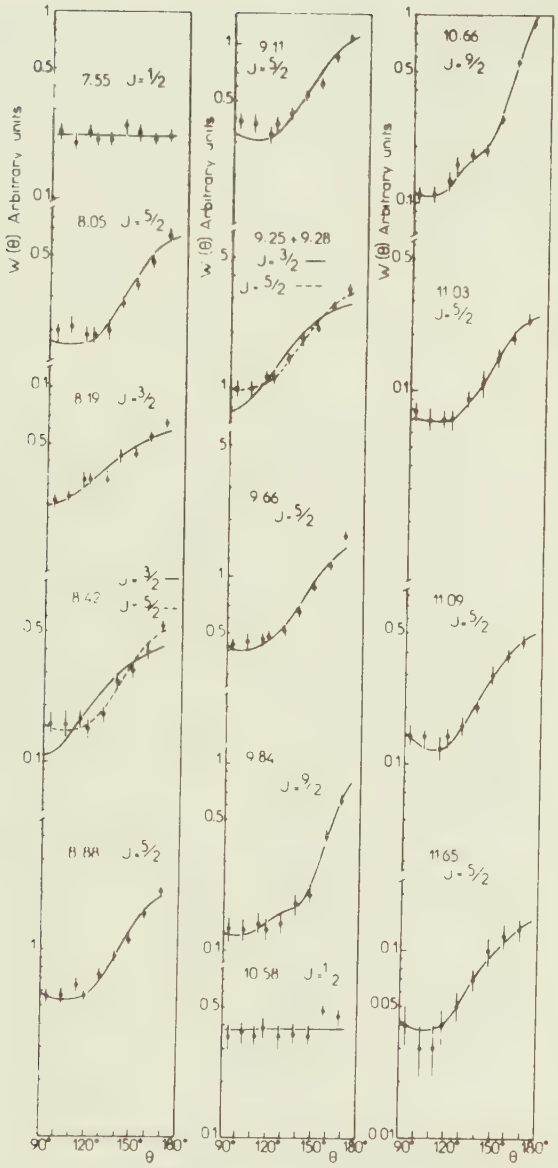


FIG. 8. Angular correlation data for the ^{52}Cr(^{3}He, $d\tilde{p}_0$)^{52}Cr(g.s.). Theoretical curves are calculated using Eq. (2) for the indicated J values.

$$\Gamma_p = \tilde{\Gamma}(p_0) + WP_0, \tag{4}$$

where W is the spreading width of the IAS and P_0 the probability for subsequent proton decay of "normal $T_<$" states to the target ground state. For the weakly unbound levels at 6.97, 7.55, and 8.05 MeV, the external mixing should be very small and therefore the contribution to Eq. (4) of the spreading width can be neglected. For the highly excited $f_{5/2}$, $g_{9/2}$, and $d_{5/2}$ levels, the spacing of these relatively high-spin states between 9.5 and 11.5 MeV excitation energy in ^{53}Mn should be still large as compared with the proton partial widths of these levels. Therefore, the value of the spreading width which is dominated by the density $\rho(E, J)$ of states J at the energy E is considered to be negligible in this case. The above arguments could not be applied to the $E_x = 9.282$ MeV, $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ and $E_x = 10.575$ MeV, $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ levels of ^{53}Mn due to the high density of $l = 1$ resonances already observed in this energy range by Moses, Newson, Bilpuch, and Mitchell[29] in their study of the ^{52}Cr(p, p)^{52}Cr reaction. Finally, from the absolute values of the spectroscopic factors and spin assignments the summed single-particle strengths for the $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, $1g_{9/2}$, and $2d_{5/2}$ $T_>$ components are obtained and compared to the values from the previous neutron stripping experiments[27,30] and to the shell model predictions.

Table V summarizes the spectroscopic information deduced from this work. Some typical proton coincident spectra for the proposed IAS are displayed in Fig. 10. The experimental angular correlations and theoretical predictions using Eq. (2) for IAS decaying to the 2^+ and 4^+ states of ^{52}Cr are shown in Fig. 11. Proton partial waves $2p_{1/2}$ and $2p_{3/2}$ were used to describe the coupling of the $f_{5/2}$ IAS to the 2^+ level. For the $g_{9/2}$ IAS the $d_{5/2}$ and $1g_{9/2}$ waves were included in the analysis of the 2^+ angular correlation whereas only $3s_{1/2}$ and $2d_{5/2}$ proton shell model orbitals have been employed for the 4^+ decay. The proton decays of the $2d_{5/2}$ IAS to the 2^+ were analyzed by introducing the same partial waves as mentioned above in the fitting to the experimental data.

Identification of levels in ^{53}Mn with the IAS of ^{53}Cr states is now discussed for each state according to its excitation energy.

6.98 MeV level. This level has been identified in a previous study of the ^{53}Cr(^{3}He, t)^{53}Mn reaction[31] as the ground state analog in ^{53}Mn. An $l = 1$ angular distribution has been measured by GFK[13] from a proton stripping experiment. Our results confirm the previous identification. Moreover the $S^>$ number deduced from this work ($S^> = 0.77$) is in close agreement with the value obtained from the (d, p) data of Ref. 27 ($S_{dp} = 0.76$ for the ground state of ^{53}Cr). The proton partial width deduced from these numbers ($\Gamma_p < 10^{-3}$ eV) confirms that the only available channel for the decay of this weakly unbound state is the γ one [$\Gamma(\tilde{p}_0)/\Gamma < 1\%$].

7.55 MeV level. This state has been observed as a resonance at $E_p = 1.006$ MeV by Maripuu in a previous study of the ^{52}Cr(p, γ)^{53}Mn reaction[32] and a resonance strength of $\omega\gamma = (2J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma = 2 \pm 0.6$ eV has been measured. This resonance has been identified by the same author[32] as the analog of the $E_x = 0.56$ MeV, $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ level of ^{53}Cr.

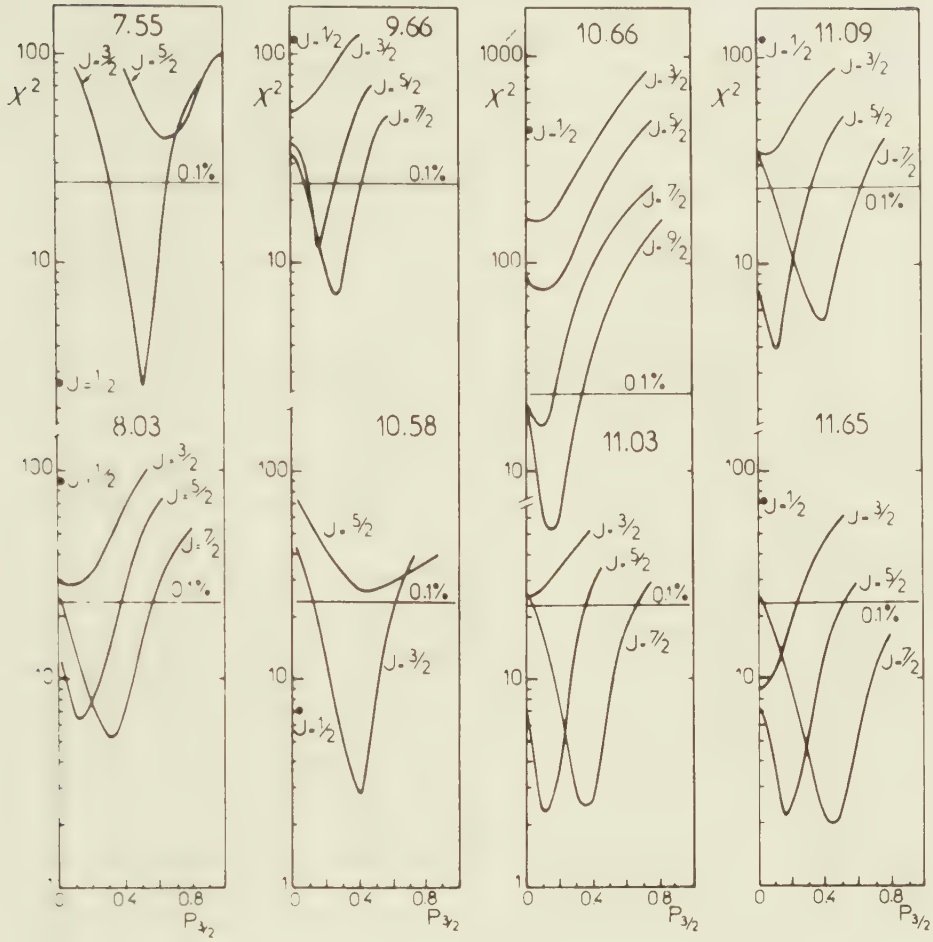


FIG. 9. Typical examples of the least-squares analysis of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn*($\tilde{p}_0$)^{52}Cr(g.s.). χ^2 plots versus population parameter $P_{3/2}$ for different spin assumptions.

The measured excitation energy $l = 1$ and $J = \frac{1}{2}$ assignments from this work agree with the above identification. Further, the spectroscopic factors from this (^{3}He, d) study and from the (d, p) work of Kocker and Haeberli[27] for the parent state reinforce this proposition. From the proton partial width Γ_{p_0} and the measured proton branching $\tilde{\Gamma}(p_0)/\Gamma$ (see Table IV) we have deduced a resonance strength of 0.68 eV. This value disagrees with the previous measurement.[32] The reason for this discrepancy is not known.

8.05 MeV level. The first significant fragment of the $1f_{5/2}$ strength in ^{53}Cr appears at an excitation energy of 1.01 MeV.[27,30] The analog of this level should be located around 8.00 MeV in ^{53}Mn. This level was observed first by GFK[13] as an $l = 3$ proton transfer in the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reaction. The state observed here at $E_x = 8.05$ MeV, for which spin and parity $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ have been established and which carry an appreciable amount ($S^> = 0.67$) of the $f_{5/2}$ strength, is identified as the analog of the $E_x = 1.01$ MeV, $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ state of ^{53}Cr. From the ground state proton branching and spectroscopic factor we have deduced a γ width of 2.7 eV and a resonance strength of 3 eV for this analog state.

8.52 MeV level. On the grounds of its excitation energy and angular momentum ($l = 3$), the 8.52 MeV state is tentatively proposed here as the analog of the $E_x = 1.54$ MeV, $J^\pi = (\frac{5}{2})^-$ level of ^{53}Cr.[27] The comparison of the spectroscopic factor for the $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ assumption between the (^{3}He, d) and (d, p) results[27] shows relatively poor agreement. This effect could be explained by the known uncertainties of the DWBA cross section in both analyses, especially in the (d, p) study where the final state has a large angular momentum ($l = 3$) and a small spectroscopic strength.

9.28 MeV level. The analog of the $E_x = 2.32$ MeV, $J^\pi = \frac{3}{2}^-$[27] level of ^{53}Cr has been already

TABLE V. Energy, quantum numbers, proton partial widths, and spectroscopic factors for IAS in ^{53}Mn.

E_x(IAS) (MeV)	$E_x - E_0$ [b] (MeV)	E_x(parent [c] state) (MeV)	lj	$S^>$ [d]	S_{dp} [c]	$\Gamma_p(0^+)$ (keV)	$\sum\Gamma_p(2^+)$ (keV)	$\sum\Gamma_p(4^+)$ (keV)	$\Gamma_{s.p}^{lJ}(2^+)$ [e] (keV)	$\Gamma_{s.p}^{lJ}(4^+)$ [e] (keV)	$\Gamma_p^{lJ}(2^+)$ [a] (keV) Probable solution	$\Gamma_p^{lJ}(2^+)$ [a] (keV) Other solution	$\Gamma_p^{lJ}(4^+)$ [a] (keV) Probable solution	$\Gamma_p^{lJ}(4^+)$ [a] (keV) Other solution	S_{pp}^{lJ}, [f]
6.98	0.00	0.00	$p_{3/2}$	0.77	0.76	$<10^{-9}$									
7.55	0.57	0.56	$p_{1/2}$	0.66	0.61	4.3 ± 10^{-4}									
8.05	1.07	1.01	$f_{5/2}$	0.67	0.50	6×10^{-4}									
8.52	1.54	1.54	$f_{5/2}$	0.13	0.04	6×10^{-2}									
9.28	2.30	2.32	$p_{3/2}$	0.32	0.29	4.5	<0.1								
9.66	2.68	2.66	$f_{5/2}$	0.36	0.18	0.12	0.05		$p_{3/2}$:0.34 $p_{1/2}$:0.36		$p_{3/2}$:0.02 $p_{1/2}$:0.03				$p_{3/2}$:0.06 $p_{1/2}$:0.08
9.94	2.96	3.00	$f_{5/2}$	0.09	0.04	0.1									
10.58	3.60	3.63	$p_{1/2}$	0.55	0.48	66.1	(21)								
10.66	3.68	3.72	$g_{9/2}$	0.60	0.57	0.32	0.23	0.04	$d_{5/2}$:3.40 $g_{9/2}$:0.01	$s_{1/2}$:2.90 $d_{5/2}$:0.15	$d_{5/2}$:0.23	$d_{5/2}$:0.21 $g_{9/2}$:0.03	$s_{1/2}$:0.016 $d_{5/2}$:0.026		$d_{5/2}\otimes2^+$: 0.07 $d_{5/2}\otimes4^+$: 0.15 $s_{1/2}\otimes4^+$:<0.01
11.03	4.05	4.11	$d_{5/2}$	0.02	0.10	0.42	0.13		$d_{5/2}$:4.8		$d_{5/2}$:0.13				$d_{5/2}\otimes2^+$: 0.03
11.09	4.11		$d_{5/2}$	0.04		0.92	0.45		$d_{5/2}$:5.2		$d_{5/2}$:0.45				$d_{5/2}\otimes2^+$: 0.09
11.65	4.67	4.67	$f_{5/2}$	0.16	0.13	2.5									

[a] $\Gamma_p^{lJ}(2^+)$ and $\Gamma_p^{lJ}(4^+)$ are the experimental values of proton partial widths deduced from the analysis of the angular correlations shown in Fig. 10.

[b] E_0 is the excitation energy of the ground state analog (E_0=6.98 MeV from this work).

[c] The excitation energies and S_{dp} numbers for the parent levels are from Ref. 27 except for the 4.67 MeV level of ^{53}Cr for which the listed values are from Ref. 30.

[d] $S^> = (2T_0+1)C^2S$ where T_0 is the isospin of the target (T_0=2).

[e] $\Gamma_{s.p}^{lJ}(2^+)$ and $\Gamma_{s.p}^{lJ}(4^+)$ are, respectively, the single-particle width for a given lJ transition deexciting the analog state to the 2^+ state of the target. They are computed using the program GAMOV.

[f] $S_{pp}^{lJ} = \Gamma_p^{lJ}(2^+)/\Gamma_{s.p}^{lJ}(2^+)$ or $\Gamma_p^{lJ}(4^+)/\Gamma_{s.p}^{lJ}(4^+)$.

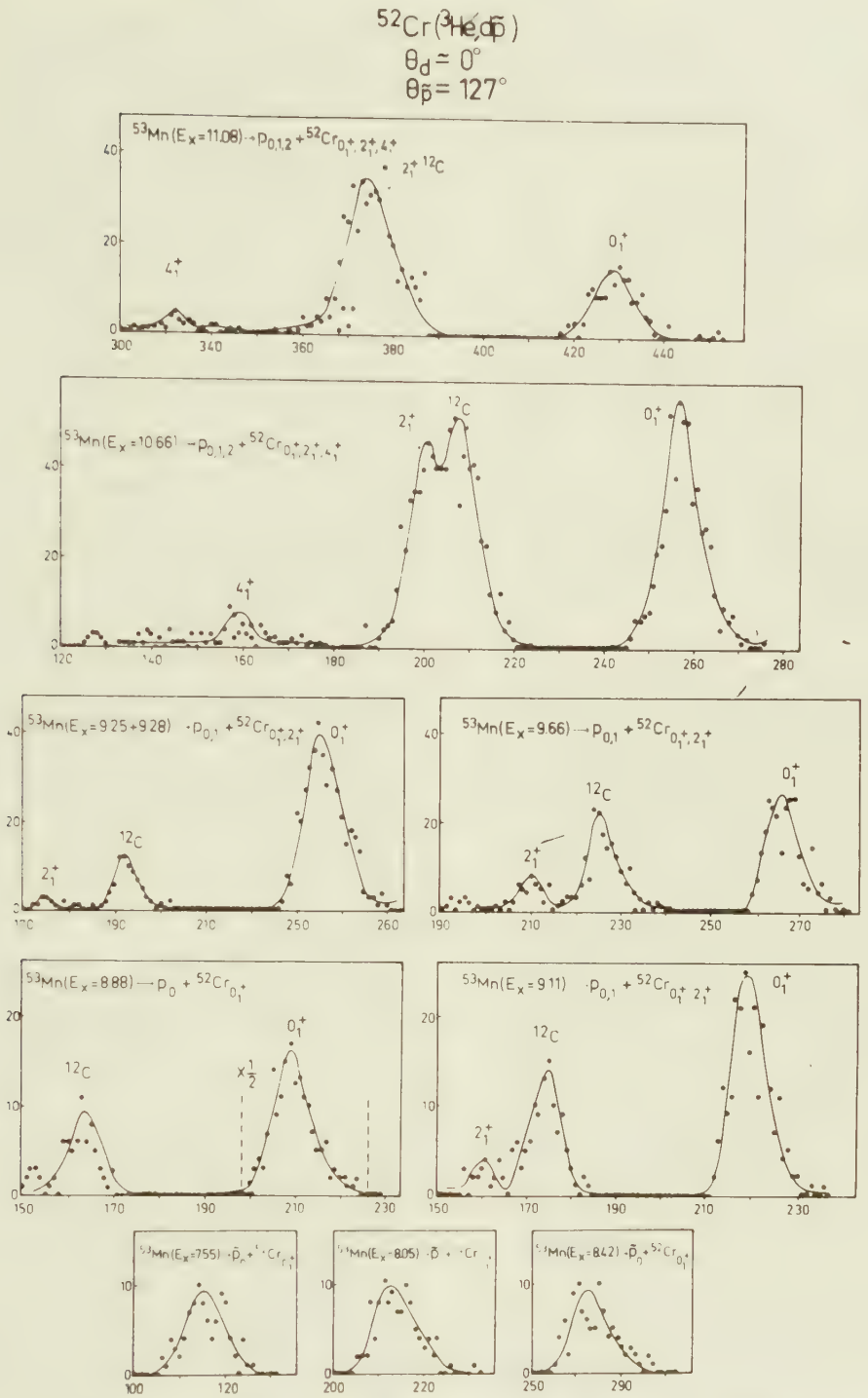


FIG. 10. Proton coincidence spectra showing the proton decay of some IAS in ^{53}Mn. Transitions to the first 2^+ excited state of ^{52}Cr are observed for the $f_{5/2}$, $g_{9/2}$, and $d_{5/2}$ IAS. A weak branching to the 4^+ is evidenced for the $g_{9/2}$ IAS.

observed as a fragmented resonance at a proton incident energy of $E_p = 2.78$ MeV in a study of the ^{52}Cr(p, p)^{52}Cr reaction.[29] A proton width $\Gamma_p = \Gamma = 2.1$ keV has been measured from the analysis of the elastic scattering data. From this work the 9.282 MeV level in ^{53}Mn has a spin and a parity $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ and a spectroscopic factor which agrees quite well with the one obtained for its parent state (see Table V). The proton elastic width deduced from this study is 4.5 keV whereas a small branching to the first

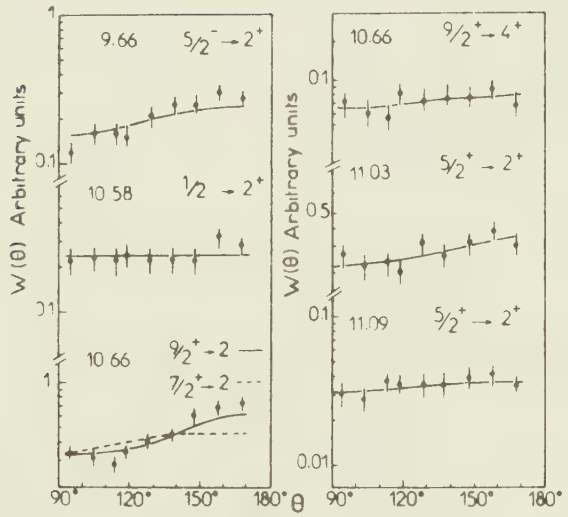


FIG. 11. Angular correlation data for the reaction ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn*(p_1)^{52}Cr(2^+, 4^+). Theoretical curves are for proton partial waves which are solutions of Eq. (2) and are listed in Table V.

2^+ state of the target [$\tilde{\Gamma}(p_1)/\Gamma < 0.05$] has been observed. This value leads to an upper limit for the inelastic partial width of $\sum \Gamma_{p'} = 0.1$ keV.

9.66 MeV level. The isobaric analog state of the $E_x = 2.66$ MeV, $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ level in ^{53}Cr is observed for the first time in this work. Its excitation energy, angular momentum $l = 3$, and spin $J = \frac{5}{2}$ determined from this study agree quite well with the quantum number of the proposed parent state. A discrepancy is observed between the spectroscopic factors of the two members of this analog pair. A possible explanation is the excitation in the (d, p) experiment[27,30] of a very close $l = 1$ state at $E_x = 2.68$ MeV. This can lead to rather large uncertainties in the extracted strengths for each member of this doublet. The analysis of the inelastic transition $\frac{5}{2}^- \rightarrow 2^+$ has been performed as explained above. We have therefore deduced the existence of the $p_{3/2} \otimes 2^+$ and $p_{1/2} \otimes 2^+$ components in the wave function of the parent state.

9.94 MeV level. On the grounds of its excitation energy, angular momentum transfer, and spectroscopic strength calculated assuming $J^\pi = \frac{5}{2}^-$, this state is tentatively identified here as the IAS of the $E_x = 3.00$ MeV, $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ level of ^{53}Cr.

10.58 MeV level. At an excitation energy of 3.63 MeV in ^{53}Cr a large component of the $p_{1/2}$ neutron single-particle orbital has been observed in the ^{52}Cr(d, p)^{53}Cr reaction.[27,30] In the split-pole data a relatively large bump is observed at $E_x = 10.58$ MeV in ^{53}Mn, weakly excited by the (^{3}He, d) process. A careful subtraction of the background allows the extraction of an unambiguous $l = 1$ angular distribution. In the coincident experiment this level appears as a shoulder of the 10.66 MeV level (see Fig. 4) and is reinforced by penetrability considerations. The decomposition of these peaks permits the determination of an isotropic angular distribution (see Fig. 8) with a slight contamination by the $J = \frac{9}{2}$ state at 10.66 MeV which can be seen at backward angles. Spin and parity $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ have been established and, in spite of the weak population by the (^{3}He, d) reaction, a spectroscopic factor of 0.55 (compared to $S_{dp} = 0.48$ for the 3.63 MeV state of ^{53}Cr) has been deduced from the analysis. On the grounds of the above mentioned arguments this level is believed to be the IAS of the $E_x = 3.63$ MeV, $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ level of ^{53}Cr.

10.66 MeV level. This state, strongly excited by the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn reaction, was previously identified as the analog of the first component of the $g_{9/2}$ neutron single-particle strength located at $E_x = 3.72$ MeV in ^{53}Cr.[14] A close agreement is obtained between $S^>$ and S_{dp} numbers confirming the previous assumption. Inelastic decay to the 2^+ and 4^+ states of the target has been evidenced for this level. The analysis of the 2^+ transition shows clearly that the $J^\pi = \frac{7}{2}^+$ assumption is rejected (Fig. 11) and the spin and parity $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ are established for the 10.66 MeV level. Proton partial wave analysis of these transitions lead to relatively weak $2d_{5/2} \otimes 2^+$ and $2d_{5/2} \otimes 4^+$ components in the wave function of the parent level. The amplitudes of these configurations are in a good agreement with those determined previously for the $g_{9/2}$ IAS in ^{51}V and ^{59}Cu.[6,7] A modification of the wave function of the $g_{9/2}$ IAS in f-p shell nuclei seems to appear between the ^{49}Ca nucleus, where strong coupling to the 3^- state has been observed,[5] and the other nuclei (^{51}Ti, ^{53}Cr, ^{59}Cu) for which the decay to the first 3^- state of the target is energetically closed.

11.03 and 11.09 MeV levels. The first components of the $2d_{5/2}$ neutron single-particle strength have been observed around 4.0 MeV[27,30] in ^{53}Cr. The IAS of these levels should be located around 11 MeV excitation energy in ^{53}Mn. Spin $J = \frac{5}{2}$ has been established in this work for these two levels whereas, on the basis of the exhausted $T_< f_{5/2}$ proton strength in ^{53}Mn, these two states have been assigned an $l = 2$ angular momentum transfer. We propose here that these two levels, clearly observed in the coincidence experiment (see Figs. 2 and 4), are the components of the IAS of the $E_x = 4.14$ MeV, $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ state of ^{53}Cr. Analysis of the inelastic decay led to the $2d_{5/2} \otimes 2^+$ component with an amplitude which is larger than the $2d_{5/2} \otimes 0^+$ strength deduced from the stripping data.

11.65 MeV level. This state located at a very

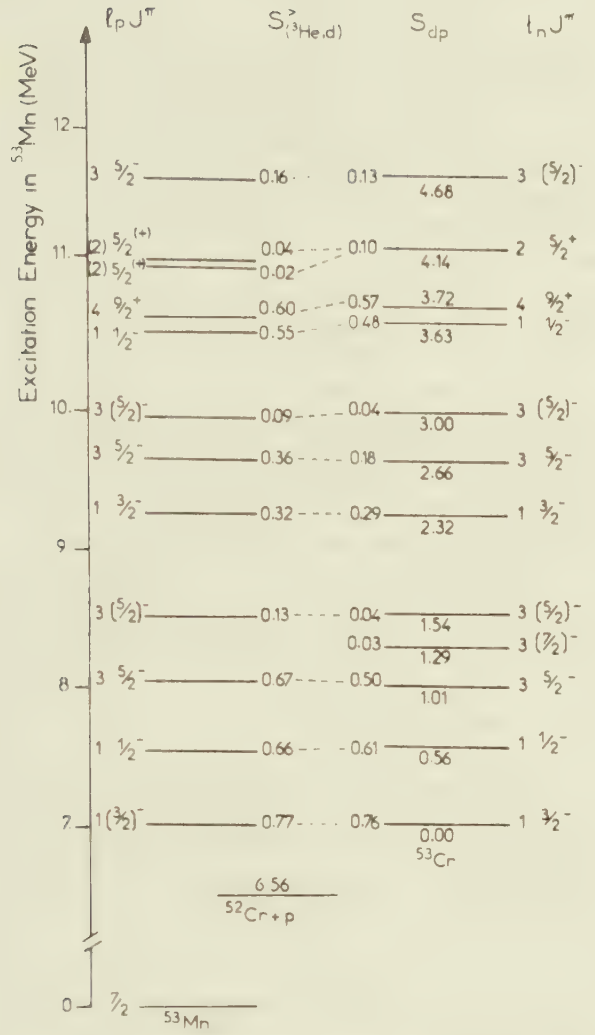


FIG. 12. Correspondence between parent and analog levels for the ^{53}Cr-^{53}Mn analog pair.

high excitation energy in ^{53}Mn still appears clearly as a sharp level on a continuum background in the spectra of Fig. 1. An $l=3$ angular momentum transfer was determined from the DWBA analysis and spin $J=\frac{5}{2}$ was established from our angular correlation data. Therefore, the 11.56 MeV level is proposed as the IAS of the $E_x=4.67$ MeV, $J^\pi=(\frac{5}{2})^-$ state observed in the (d,p) work of Ref. 30. Quite good agreement is observed here between $S^>$ and S_{dp} numbers for this pair of analog levels and reinforces the proposed identification.

A summary of the results discussed in this section is shown schematically in Fig. 12. The Coulomb displacement energy has been calculated for each IAS in ^{53}Mn. Our results listed in Table VI are compared with the values reported in the compilation of Courtney and Fox[33] and with the calculated numbers using the semiempirical re-

TABLE VI. Coulomb displacement energies for the ^{53}Cr-^{53}Mn analog pair.

E_x (IAS) (MeV)	E_x (parent) [a] (keV)	ΔE_C (keV) This work	Ref. 33	Calculated
6977 ± 5	0	8357 ± 6	8349 ± 5	
7548 ± 5	564 ± 2	8364 ± 7	8365 ± 5	
8050 ± 5	1006 ± 1	8424 ± 7		
8516 ± 8	1539 ± 1	8357 ± 9		
9282 ± 5	2321 ± 1	8341 ± 6	8364 ± 4	
				8335 ± 40
9656 ± 5	2661 ± 5	8375 ± 10		
9938 ± 8	2995 ± 4	8323 ± 12		
10 575 ± 8	3618 ± 10	8337 ± 20		
10 662 ± 5	3713 ± 4	8329 ± 9		
11 033 ± 8				
	4139 ± 5	8301 ± 15		
11 088 ± 8				
11 654 ± 8	4664 ± 5	8370 ± 13		

[a] The excitation energies of the parent states are taken from Ref. 12.

lation[34] $\Delta E_c = b_1(\bar{Z}/A^{1/3}) + b_2$ where $\bar{Z} = Z_< + \frac{1}{2}$ is the average charge of the isobaric analog pair, $b_1 = 1430 \pm 2.6$, and $b_2 = -992 \pm 22.6$. In Table VII are listed the summed single-particle strengths obtained in this work for the $T_>$ states in ^{53}Mn. A comparison is made with the values obtained for the parent states in ^{53}Cr.[27,30] In both experiments the $2p_{1/2}$ and $2p_{3/2}$ are exhausted and the agreement is quite good. Only one component of the $1g_{9/2}$ strength is observed and the missing strength should be located at higher excitation energies where its observation became more difficult. From our (^{3}He, d) data the $1f_{5/2}$ strength is too large as compared with both sum rule limit and neutron stripping data. The same comment can

TABLE VII. Comparison of the experimental summed transitions strengths $\sum_{lJ} S^>_{lJ}$ with the shell model (SM) sum-rule limit for $T_>$ components of protons states in ^{53}Mn.

Single-particle orbital	$\sum_{lJ} S^>_{lJ}$ Exp. [a]	SM	$\sum_{lj} S_{dp}$ [a] (Parent states)
$2p_{3/2}$	1.09	1	1.10
$2p_{1/2}$	1.21	1	1.18
$1f_{5/2}$	1.32	1	0.76
$1g_{9/2}$	0.60	1	0.57
$2d_{5/2}$	0.06	1	0.16

[a] The summed spectroscopic strengths $\sum C^2S$ for the $T_>$ proton states in ^{53}Mn were multiplied by $(2T_0+1)=5$ to remove the factor C^2S in the expression and were therefore directly comparable to the values obtained for the parent levels in Ref. 27.

be made also concerning the $T_<$ proton spectroscopic factors for the $f_{5/2}$ states in ^{53}Mn. For the $2d_{5/2}$ strength only a small fraction of the $T_>$ component is observed in this work and the summed value is very small as compared with the one deduced from the (d, p) data.

VI. SUMMARY

This paper has presented a comprehensive study of the IAS in ^{53}Mn by means of the ^{52}Cr(^{3}He, d)^{53}Mn and ^{52}Cr(^{3}He, dp)^{52}Cr reactions. It has been shown that the combined spectroscopic information from the ^{3}He, d) study (l and spectroscopic factors C^2S) and from the angular correlation measurements investigated in geometry II of Litherland and Ferguson leads to a rather complete description of the spectroscopic properties of these levels in ^{53}Mn. It should be noticed that the analysis of the (^{3}He, d) reaction to unbound states gives reliable spectroscopic strengths if the proton form factor of the unbound level is correctly described by complex energy eigenstates or Gamov functions and leads to an overall agreement with the results of the (d, p) experiments for the parent levels. Additionally, the amplitude of neutron coupling to target excited states is obtained in this experimental method and provides, therefore, information on the other terms of the wave function of the parent level.

ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank R. Staab for the fabrication of the position sensitive detectors, J. C. Artiges, P. Cohen, A. Richard, and R. Sellem for their assistance in the electronical setup, and J. Hervieu for the target preparation. We acknowledge the technical staff of the IBM 360-75 ARIEL computer center for their assistance in the reduction of the two dimensional data and the operating crew of the Orsay tandem Van de Graaff for the efficient running of the accelerator.

[1]J. P. Schiffer, in *Isospin in Nuclear Physics*, edited by D. H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1969), p. 667.
[2]R. L. McGrath, N. Cue, W. R. Herin, L. L. Lee, Jr., B. L. Liebler, and Z. Vager, Phys. Rev. Lett. 25, 663 (1970).
[3]Y. Shamai, D. Ashery, A. I. Yavin, G. Bruge, and A. Chaumeauz, Nucl. Phys. A197, 211 (1972).
[4]G. Finkel, D. Ashery, A. I. Yavin, G. Bruge, and A. Chaumeaux, Nucl. Phys. A217, 197 (1973).
[5]S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison, and J. P. Schapira, Phys. Lett. 56B, 449 (1975).
[6]S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison, and J. P. Schapira, Nucl. Phys. A259, 189 (1976).
[7]S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison, and J. P. Schapira, Nucl. Phys. (to be published).
[8]D. D. Armstrong and A. G. Blair, Phys. Rev. 140, B1226 (1965).
[9]B. J. O'Brien, W. E. Dorenbusch, T. A. Belote, and J. Rapaport, Nucl. Phys. A104, 609 (1967).
[10]B. Cujec and I. M. Szoghy, Phys. Rev. 179, 1060 (1969).
[11]D. D. Armstrong, A. G. Blair, and H. C. Thomas, Phys. Rev. 155, 1254 (1967).
[12]R. L. Auble and M. N. Rao, Nucl. Data B3, 137 (1970).
[13]G. D. Gunn, J. D. Fox, and G. J. Kekelis, Phys. Rev. C 13, 595 (1976).
[14]S. Galès, S. Fortier, H. Laurent, J. M. Maison, and J. P. Schapira, Nucl. Phys. (to be published).
[15]H. Laurent, J. P. Schapira, S. Fortier, S. Galès, and J. M. Maison, Nucl. Instrum. Methods 117, 17 (1974).
[16]W. R. Coker and G. W. Hoffmann, Z. Phys. 263, 179 (1973).
[17]W. R. Coker, Phys. Rev. C 7, 2426 (1973).
[18]W. J. Thompson, J. L. Adams, and D. Robson, Phys. Rev. 173, 975 (1968); W. J. Thompson and J. L. Adams, Florida State University, Report No. ANSPEC, 1967 (unpublished).
[19]T. Tamura, W. R. Coker, and F. J. Rejbicki, Comp. Phys. Commun. 2, 94 (1971).
[20]C. M. Perey and F. G. Perey, Phys. Rev. 132, 755 (1963).
[21]H. P. Mosch and R. Santo, Nucl. Phys. A179, 401 (1971).
[22]G. Heil, G. Klein, and H. Wilsch, Nucl. Phys. A191, 489 (1972).
[23]R. H. Bassel, Phys. Rev. 149, 791 (1966).
[24]A. E. Litherland and A. J. Ferguson, Can. J. Phys. 39, 788 (1961).
[25]G. R. Satchler, Nucl. Phys. 55, 1 (1964).
[26]T. J. Yale and W. Haeberli, Phys. Rev. Lett. 19, 756 (1967).
[27]D. C. Kocher and W. Haeberli, Nucl. Phys. A196, 225 (1972).
[28]P. Richard, in *Nuclear Isospin*, edited by J. P. Anderson, S. D. Bloom, J. Cerny, and W. W. True (Academic, New York, 1969), p. 535.
[29]J. D. Moss, H. W. Newson, G. E. Bilpuch, and G. E. Mitchell, Nucl. Phys. A175, 556 (1971).
[30]M. N. Rao, J. Rapaport, A. Sperduto, and D. L. Smith, Nucl. Phys. A121, 1 (1968).
[31]F. D. Becchetti, D. Dehnhard, and T. G. Dzubay, Nucl. Phys. A168, 151 (1971).
[32]S. Maripuu, Nucl. Phys. A149, 593 (1970).
[33]W. J. Courtney and J. D. Fox, Nucl. Data A15, 141 (1975).
[34]J. Janecke, in *Isospin in Nuclear Physics* (see Ref. 1), p. 299.

APPENDICE A.

DETECTION AUTOUR DE 0°, ALIGNEMENT DU NIVEAU FINAL ET EXPRESSION EN THEORIE DWBA DES ELEMENTS DIAGONAUX DE LA MATRICE DENSITE DANS LE CAS DE LA REACTION (^{3}He,d).

Nous nous proposons ici de définir l'alignement obtenu pour le niveau final $B^*(J_B)$ peuplé par la réaction $A(a,b)B^*$ et observé le long de l'axe du faisceau (0° ou 180°, soit pour un système à symétrie axiale). Nous savons qu'une assemblée de noyaux polarisés peut être décrite par une matrice densité $\rho_{M_B M'_B}$ [22] exprimée en termes de tenseurs statistiques $\rho_{KQ}(B^*)$ de rang $K \leq 2J_B$ avec $-K \leq Q \leq +K$.

$$\rho_{M_B M'_B} = \sum_{KQ} \hat{J}_B^{-1} \rho_{KQ}(B^*) (-1)^{J_B - M_B + Q} \langle J_B J_B M_B \; Q - M_B | KQ \rangle \qquad (A.1)$$

Si cette polarisation a une symétrie axiale (ce qui est le cas dans un système de détection autour de 0° où la direction incidente (oz) est la direction du faisceau) alors les tenseurs avec $Q \neq 0$ sont nuls, la matrice densité est diagonale et ce sont ces éléments diagonaux qui, par définition, s'appellent les paramètres de population de l'état J_B

$$\rho_{M_B M_B} = \langle M_B | \rho | M_B \rangle = P(M_B) = \sum_{K} \hat{J}_B^{-1} \rho_{KO}(B^*) (-1)^{J_B - M_B} \langle J_B J_B M_B - M_B | KO \rangle \qquad (A.2)$$

Nous obtenons là une probabilité de population de sous états magnétiques M_B qui est différente pour chaque sous état magnétique d'où la notion d'alignement du niveau B^* (J_B) . De plus la somme de ces probabilités étendues à l'ensemble de $(2J_B+1)$ sous états magnétiques est normalisé

$$\sum_{M_B} P(M_B) = 1$$

La symétrie axiale a deux autres conséquences [22] :

1) $P(M_B) = P(-M_B)$;

2) $\rho_{KO}(B^*) = 0$ si K est impair.

Montrons maintenant que le nombre de sous états magnétiques peuplés dans cette géométrie $(k_b \| a\,oz)$ est limité.

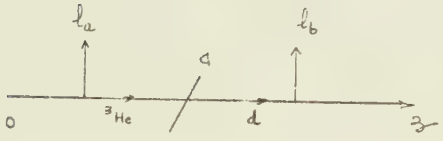
Soit J_A le spin de la cible, j_a le spin de la particule incidente, j_b le spin de la particule sortante et J_B le spin de B^* et ℓ_a et ℓ_b le moment orbital initial et final.

La loi de conservation du moment angulaire total permet d'écrire :

$$\vec{J}_A + \vec{j}_a + \vec{\ell}_a = \vec{J}_B + \vec{j}_b + \vec{\ell}_b \qquad (A.3)$$

Projetons l'équation (A.3) sur l'axe oz :

$$m(\ell_a) = m(\ell_f) = 0$$



d'où :

$$m_A + m_a = M_B + m_b \qquad (A.4)$$

d'où la condition sur les sous états magnétiques :

$$|M_B| \leq J_A + j_a + j_b \qquad (A.5)$$

Soit $N_m = J_A + j_b \rightarrow j_a$. La corrélation angulaire définie dans le paragraphe II.4 de ce travail va dépendre de N_m-1 paramètres ($\Sigma P(M_B) = 1$ et $P(M_B) = P(-M_B)$).

Remarques sur quelques cas particuliers intéressants.

a) $N_m = 1/2$ ou 0 (toutes les particules ont un spin nul $^{12}C(^{12}C,\alpha)^{20}Ne^*$ où une seule particule a un spin 1/2 entier : réactions (α,t) ou $(^3He,\alpha)$ sur cible pair-pair). Seul le sous état magnétique $m_B=0$ $(m=1/2)$ est peuplé, on a un alignement total du niveau. La corrélation ne dépend pas du mécanisme de la réaction.

b) $N_m = 3/2$ ou 1 (réaction $(^3He,d)$ (d,p) (d,n) ou $(^3He,p)(d,\alpha)(d,t)$ sur cible pair-pair). Deux sous états magnétiques sont peuplés $M_B=3/2$, 1/2 (0, 1). La corrélation angulaire dépend d'un paramètre $P_{\frac{3}{2}}$ (P_1) et la recherche en moindre carrés permet d'obtenir une valeur de ce paramètre. Deux approches sont alors possibles,ou le mécanisme est bien connu alors les valeurs théoriques calculées dans le cadre d'un modèle servent à distinguer différentes solutions déduites de l'analyse (c'est ce qui a été fait dans ce travail), ou alors les valeurs expérimentales apportent un renseignement sur ce mécanisme de réaction par comparaison aux prévisions théoriques.

Montrons à présent qu'une expression simple de ces paramètres de population peut être obtenue pour la réaction $A(^3He,d)B^*$ dans le cadre de la théorie DWBA des réactions nucléaires.

Nous partons de l'expression générale donnée par Satchler [22] pour un élément de tenseur statistique $\rho_{KQ}(B)$ du noyau résiduel B

$$\rho_{KQ}(B) = \hat{J}_B^2 \sum_{\ell\ell ss'} (-1)^{J_B - J_A + j - K} \hat{j}\hat{j}' \, W(jj' J_B J_B; K J_A) \, \tilde{\rho}_{KQ}(\ell sj, \ell' s' j') \qquad (A.6)$$

où ℓsj et $\ell' s' j'$ sont les valeurs possibles du moment angulaire, spin et moment orbital de la particule transférée et $\tilde{\rho}_{KQ}(\ell sj, \ell' s' j')$ sont donnés par l'expression [22] :

$$\tilde{\rho}_{KQ}(\ell sj, \ell' s' j') = \sum_{M, m_b m_a} (-1)^{J' - \mu + Q} \langle J J' \mu \, Q-\mu | KQ \rangle \, A^{\ell m m_b m_a}_{\ell sj} \, \beta^{\ell m m_b m_a}_{sj}$$
$$\times A^{\ell' m' m_b m_a *}_{\ell' s' j'} \, \beta^{\ell' m' m_b m_a *}_{s' j'}$$

avec $\quad \vec{j} = \vec{J}_B - \vec{J}_A \quad \vec{s} = \vec{s}_a - \vec{s}_b \quad \vec{\ell} = \vec{j} - \vec{s} \qquad (A.7)$

$$M = M_B - M_A + m_b - m_a \qquad \mu = M + m_a - m_b \equiv M_B - M_A$$

Appliquons ces relations à une réaction de transfert d'un nucléon (^{3}He,d) sur une cible nulle (J_A=0), nous avons : $\vec{J} = \vec{J}_B \quad \mu = M_B \quad M = M_B + m_b - m_a$ et une seule valeur de ℓ et s est possible.

$$\rho_{KQ}(B) = \hat{J}_B^{4K} \, (-1)^{2J_B - K} \, W(J_B J_B J_B J_B \, ; KO) \, \tilde{\rho}_{KQ}(\ell sj)$$

$$\rho_{KQ}(\ell sj) = \sum_{m m_b m_a} (-1)^{J_B \cdot M_B - Q} \langle J_B J_B M_B \, Q-M_B | KQ \rangle \, |A_{\ell sj_B}|^2 \, |\beta^{\ell m m_a m_b}_{sJ_B}|^2$$

$$W(J_B J_B J_B J_B; KO) = (-1)^{2J_B - K} / \hat{J}_B^2 \qquad \text{soit donc :}$$

$$\rho_{KQ}(B) = \hat{J}_B^2 \sum_{m, m_b m_a} (-1)^{J_B \cdot M_B - Q} \langle J_B J_B M_B \; Q-M_B | KQ \rangle \, |A_{\ell sj_B}|^2 \, |\beta^{\ell m m_a m_b}_{sJ_B}|^2 \qquad (A.8)$$

Si l'on détecte la particule b le long de oz, seuls les termes Q=0 des ρ_{KQ} sont $\neq 0$, soit :

$$\rho_{KO}(B) = \hat{J}_B^2 \sum_{m_b m_a} (-1)^{J_B + M_B} \langle J_B J_B M_B - M_B | KO \rangle \, |A_{\ell sj}|^2 \, |\beta^{\ell o m_b m_a}_{sJ_B}|^2 \qquad (A.9)$$

Les paramètres de population sont donnés par l'expression (A.1) en fonction des $\rho_{KO}(B)$

$$P(M_B) = \sum_K \rho_{KO}(B) \, (-1)^{J_B - M_B} \langle J_B J_B M_B - M_B | KO \rangle$$

en combinant les équations (A.1) ci-dessus et (A.9) on obtient :

$$P(M_B) = \hat{J}_B^2 \, |A_{\ell sJ_B}|^2 \sum_{m_b m_a} |\beta^{\ell o m_b m_a}_{sJ_B}|^2 \qquad (A.10)$$

ce qui est le résultat donné dans les réf.II, III et V de ce travail et utilisé dans le paragraphe II.4 de ce texte.

En l'absence de potentiel spin orbite dans les voies d'entrée et de sortie de la réaction A(a,b)B, les amplitudes de transition réduites s'écrivent (eq.14 [22]) :

$$(2J_B+1)\ \beta^{\ell\, m\, m_b\, m_a}_{s\, J_B} = \langle \ell\ s\ m\ m_a - m_b | J_B\ m - m_b + m_a \rangle \times \langle s_a\ s_b\ m_a - m_b | s\ m_a - m_b \rangle (-1)^{s_b - m_b} (2\ell+1)^{1/2}\ \beta^{\ell m}_{s J_B}$$

dans le cas décrit ici $m=0$ $M_B = M_a - m_b$ en utilisant l'équation (A.10)

$$P(M_B) = C \langle \ell\ s\ o\ m_B | J_B\ M_B \rangle^2\ |\beta^{\ell\, o}_{s J_B}|^2 \qquad (A.11)$$

où C et $\beta^{\ell o}_{s J_B}$ sont indépendants de M_B .

Nous pouvons écrire alors, pour le cas de la réaction $A(^3He,d)B$, avec $J_A = 0$

$|M_B| = 1/2,\ 3/2$ que $P(\pm 3/2) = C(\ell\ 1/2\ 0 \pm 3/2 | J_B \pm 3/2)^2 = 0$

Seul le sous état magnétique $M_B = 1/2$ est peuplé. La réaction est décrite par le transfert direct d'un proton de spin $s = 1/2$ ce qui est le résultat énoncé dans le paragraphe II.4.

APPENDICE B.

LARGEUR D'ETALEMENT DE LA RESONANCE ISOBARIQUE ANALOGUE ET DENSITE DE NIVEAUX DANS LE NOYAU FINAL .

La largeur d'étalement ("spreading width") des états analogues est une conséquence du fait que la fonction d'onde $|\lambda>$ de ce niveau n'est pas une fonction propre de l'hamiltonien H du système p+C mais d'un hamiltonien H_o $H_o|\lambda> = E_\lambda|\lambda>$. La différence importante entre H et H_o vient de la présence des forces coulombiennes $H - H_o = \Delta H$. De plus, l'état analogue $|\lambda>$ ne satisfait aux mêmes conditions aux limites pour l'onde sortante que les états propres ψ de H pour lesquels on peut écrire :

$$H|\psi> = E_\eta|\psi>$$

$$\mathcal{L}|\psi> = 0$$

où $\mathcal{L}$ représente l'opérateur satisfaisant aux conditions aux limites pour un choix particulier du rayon de la voie considérée $r_c = a_c$. On pourra introduire alors l'opérateur $\mathcal{L}^\circ$ tel que $\mathcal{L}^\circ|\lambda> = 0$. Ce formalisme développé par Lane [30] pour décrire le mélange d'un état "spécial" $|\lambda>$ avec les états "normaux" ψ a l'avantage de traiter de manière équivalente le mélange dû à une modification de l'hamiltonien ($\Delta H = H - H_o$) et aux changements des conditions aux limites ($\Delta\mathcal{L} = \mathcal{L} - \mathcal{L}_o$). Appelons $h = \Delta H + \Delta\mathcal{L}$. La largeur d'étalement peut se définir alors comme :

$$W_o = 2\pi \left[<\psi|h|\lambda>^2\right]_E \rho_\psi(E,J) \qquad (B.1)$$

qui est l'expression donnée dans le paragraphe II.5. Ici $\rho_\psi(E)$ est la densité de niveaux ψ de mêmes spin et parité que l'état analogue mais de configurations plus complexes. Mahaux et Weidenmüller [21] distinguent les états :

a) ψ_A de configurations ou anti-analogue (liés ; isospin $T_<$) ;

b) ψ_c plus compliqués configuration 1p-1t avec $J\neq 0$ 2p-2t etc... (liés; isospin $T_<$) ;

c) χ_c^E fonction d'onde du continu pour la voie proton, χ_c^E a l'isospin $T_<$ et $T_>$; pour la voie neutron, χ_c^E a l'isospin $T_<$.

Si on utilise la relation $h = \Delta H + \Delta\mathcal{L}$, W_o s'écrit :

$$W_o = 2\pi\left\{[\langle\psi|\Delta H|\lambda\rangle^2] + [\langle\psi|\Delta\mathcal{L}|\lambda\rangle]^2 + 2[\langle\psi|\Delta H|\lambda\rangle\ \langle\psi|\Delta\mathcal{L}|\lambda\rangle]\right\}\rho_\psi(E,J)$$

$$W_o = W_o^{int} + W_o^{ext} + 2W_o^{interference} \qquad (B.2)$$

De nombreux aut urs [21,30,32] ont discuté de l'influence sur la largeur totale de l'état analogue de ces différents termes et aboutissent généralement aux conclusions suivantes :

a) La largeur W_o^{int} est due principalement au couplage de l'état analogue λ avec les états liés de même configuration globale (état anti-analogue ψ_A). Cette contribution à la largeur dans des noyaux lourds ($100 < A < 200$) est faible (1-10 keV) devant la largeur totale de l'état analogue ($100 < \Gamma_T \leq 200$). Pour des noyaux de $A \simeq 50$, cette contribution peut être considérée comme tout à fait négligeable car l'élément de matrice $\langle\psi_A|\Delta H|\lambda\rangle^2$ décroît très vite avec A [30].

b) La largeur W_o^{ext} représente le mélange de l'état analogue $|\lambda\rangle$ aux états compliqués ψ_c par l'intermédiaire des états du continu χ_c^E . Cette quantité est responsable en très grande partie de la largeur de l'état analogue pour des niveaux loin du seuil d'émission par particules et pour lesquels le nombre de voies ouvertes est grand. Le nombre de niveaux à l'énergie de la R.I.A de mêmes spin et parité est relié directement au mélange du niveau analogue avec les configurations compliquées ψ_c. Les tentatives de calcul [30] de l'importance de ce terme montrent qu'il est toujours surestimé mais globalement attestent le fait qu'à 15 MeV d'excitation dans un noyau de $A \sim 100$ la densité des niveaux est telle qu'une largeur $\Gamma \sim 70$ keV est observée pour les R.I.A de cette région de la table de masse.

La densité de niveaux de spin J à l'énergie Eρ(A,E,J) a été évaluée pour divers noyaux de la couche f-p en utilisant l'expression :

$$\rho(A,E,J) = \frac{2J+1}{24}\,(\pi^2/6\ g_o)^{1/2}\,(\hbar^2/2J_{rig})^{3/2}\,[E - \hbar^2/2J_{rig}\ J(J+1)]^{-2}$$

$$\times\ \exp\left\{2[\pi^2/6\ g_o(E - \hbar^2/2J_{rig}\ J(J+1)]^{1/2}\right\} \qquad (B.3)$$

donnée par Bohr et Mottelson [33] dans l'hypothèse d'un gaz de Fermi de A nucléons avec

$$\pi^2/6\ g_o = A/8$$

$$\hbar^2/2J_{rig} = 100\ \text{keV}.$$

Les résultats sont présentés dans le tableau ci-après pour les R.I.A dans les noyaux de ^{53}Mn et ^{59}Cu, où la voie neutron est fermée et où il est intéressant de savoir si la densité des états $T_<$ permet ou non de faire l'approximation $W_o << \Gamma_p$. L'espacement $D=\rho^{-1}$ des niveaux de mêmes spin et parités que la R.I.A est pour les états très excités spin 5/2 et 9/2

Tableau 1.

Noyau	E_x (MeV)	ℓJ	$\rho(A,E,J)$ (MeV^{-1})
^{53}Mn	7	$p_{\frac{1}{2}}$	100
		$p_{\frac{3}{2}}$	160
	8	$f_{\frac{5}{2}}$	370
	9	$f_{\frac{7}{2}}$	700
	10.5	$g_{\frac{9}{2}}$	1000
^{59}Cu	6.5	$f_{\frac{5}{2}}$	265
	7.0	$p_{\frac{1}{2}}$	240
		$g_{\frac{9}{2}}$	180
	8.2	$f_{\frac{5}{2}}$	1000

très grand devant la largeur particule de ces niveaux Γ_p ($\Gamma_p \simeq 10$ à 500 eV et $D \simeq 1$ à 20 keV). La situation est identique pour les R.I.A de spin 3/2 et 1/2 à basse énergie d'excitation (6 à 7 MeV).

On peut caractériser ce fait par l'inégalité $D >> (\Gamma_p, W_o)$ ce qui est typiquement un cas de "mélange faible" ("weak mixing") défini pas Lane [30] dans l'étude de la structure fine des R.I.A et rencontré dans l'analyse de résultats obtenus pour les niveaux $2p_{\frac{3}{2}}$ dans le ^{49}Sc et 2p dans le ^{51}V. Cette remarque conduit à penser que le fait d'avoir négligé la largeur d'étalement dans le cas où les voies neutrons étaient fermées est justifié par les considérations développées plus haut.